

**Szintillationsdetektor mit
Zweikanal-Konversionsfaktor-Stabilisierung
für die integrale Messung von Gamma-Strahlung**

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines

Doktor-Ingenieurs

der Fakultät für Elektrotechnik
an der Ruhr-Universität Bochum

von

Reiner Janca
aus Oer-Erkenschwick

Bochum 1987



**Szintillationsdetektor mit
Zweikanal-Konversionsfaktor-Stabilisierung
für die integrale Messung von Gamma-Strahlung**

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines

Doktor-Ingenieurs

der Fakultät für Elektrotechnik
an der Ruhr-Universität Bochum

von

Reiner Janca
aus Oer-Erkenschwick

Bochum 1987

Dissertation eingereicht am: 28.9.1987

Tag der mündlichen Prüfung: 27.11.1987

Referent: Prof. Dr.-Ing. J. W. Klein

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. B. Schiek

INHALTSVERZEICHNIS

I: Grundlagen für radiometrische Meßsysteme mit Szintillationsdetektoren, dargestellt am Beispiel der Dickenmessung

I.1. Einführung in das Absorptionsmeßverfahren

I.1.1	Radiometrische Meßsysteme in industrieller Anwendung	2
I.1.2	Funktion des Absorptionsmeßverfahrens	7
I.1.3	Strahler und Detektoren für die Dickenmessung von Stahl	9
I.1.4	Aufbau und Eigenschaften integral messender Szintillationsdetektoren	13

I.2. Physikalische Grundlagen

I.2.1	Hauptwechselwirkungen zwischen Gamma-Strahlung und Materie	15
I.2.2	Definition des Massenschwächungskoeffizienten und der Flächenmasse	20
I.2.3	Einfluß der Geometrie der Meßanordnung	23

I.3. Meßtechnische Grundlagen

I.3.1	Zusammenhang zwischen Meßzeit und Meßgenauigkeit	26
I.3.2	Einfluß der Quantenenergie und Aktivität des Strahlers auf die Meßgenauigkeit	30
I.3.3	Einfluß des Absorptionsverhaltens des Detektors auf die Meßgenauigkeit	33

II: Konversionsfaktor-Stabilisierung für integral messende Szintillationsdetektoren in radiometrischen Meßsystemen

II.1 Konversionsfaktor-Stabilisierung

II.1.1	Prinzip der Konversionsfaktorstabilisierung	37
II.1.2	Stabilisierungssysteme für Meßsignale mit eingeschränktem Zeit- oder Frequenzbereich	40
II.1.3	Einfluß der Konversionsfaktor-Stabilisierung auf das Signal- / Rauschverhältnis des Meßwerts	44

III: Neues Zweikanal - Konversionsfaktor - Stabilisierungsverfahren

III.1 Zweikanal-Konversionsfaktor-Stabilisierung

III.1.1	Funktion des neuen 2-Kanal-Konversionsfaktor-Stabilisierungsverfahrens	49
III.1.2	Aufwandsminimales 2-Kanal-Stabilisierungssystem	54
III.1.3	Realisierungsmöglichkeiten der angenommenen Voraussetzungen	58

III.2. Technologische Voraussetzungen

III.2.1	Der Szintillator	62
III.2.2	Der Fotovervielfacher	67
III.2.3	Der Referenzstrahler	76

IV: Szintillationsdetektor mit neuer Zweikanal-Konversionsfaktor-Stabilisierung	
<i>IV.1. Aufbau des Detektorkopfs</i>	
IV.1.1 Mechanischer Aufbau	79
IV.1.2 Strom- / Spannungsumsetzer für Fotovervielfacher	82
<i>IV.2. Aufbau der Signalverarbeitung des Stabilisierungssystems</i>	
IV.2.1 Analog- / Digitalprozessor	99
IV.2.2 Steuerung	115
<i>IV.3. Meßtechnische Untersuchungen</i>	
IV.3.1 Temperaturverhalten des unstabilisierten Detektors	124
IV.3.2 Messung des Überkoppelfaktors	129
IV.3.3 Reduktion des statistischen Meßsignalanteils	132
IV.3.4 Thermische und zeitliche Stabilität des stabilisierten Detektors	138
V: Zusammenfassung	140
VI: Literatur	145
VII: Anhang	148

Symboltabelle

b	Balancefaktor
d	Dicke
E	Quantenenergie
f_g	Grenzfrequenz des Meßsignals
F	relativer Fehler
I_D	Detektorstrom
k	Rückkoppelfaktor
k_d, k_m, k_r	Konversionsfaktoren
KF	Korrekturfaktor
μ	linearer Schwächungskoeffizient
N	Quantenanzahl
Ω	Raumwinkel
ρ	Dichte
σ_S^2	Varianz des Meßsignals
S/R	Signal- / Rauschverhältnis
t_m, t_r	Meßzeitintervall, Referenzzeitintervall
U_a	Detektorausgangsspannung
U_m	vom Meßstrahl abhängige Spannung
U_M	Meßwert
U_r	vom Referenzstrahl abhängige Spannung
$\ddot{u}$	Überkoppelfaktor
V	Verstärkungsfaktor
X	Quantenrate
Z	Ordnungszahl

I

Grundlagen für radiometrische Meßsysteme mit Szintillationsdetektoren, dargestellt am Beispiel der Dickenmessung



Einführung in das Absorptionsmeßverfahren

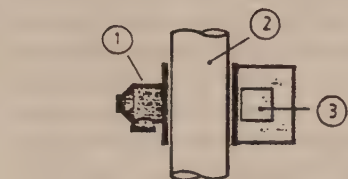
1.1.1 Radiometrische Meßsysteme in industrieller Anwendung

Die Herstellung und Spezifikation industrieller Produkte erfordert Meßsysteme zur Ermittlung und Sicherung ihrer Kenndaten. Bei technischen Gütern sind dies physikalische oder chemische Größen, die entweder direkt oder indirekt über Hilfsgrößen gemessen werden.

Die direkte Messung geschieht durch Vergleich des gesuchten Wertes mit einem Bezugsnorm, z.B. die Ermittlung einer Länge durch Vergleich der unbekannten Strecke mit einer metrischen Skala. Daraus abgeleitete Größen (Fläche, Volumen) können oft durch Verrechnung der direkt meßbaren Größen bestimmt werden.

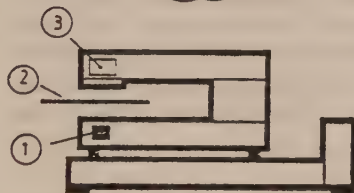
Alternativ stehen im allgemeinen auch indirekte Meßverfahren zur Verfügung, die technisch leicht realisierbar sind und in vielen Anwendungen Vorteile gegenüber der direkten Meßmethode besitzen. Dabei nutzt man physikalische oder chemische Größen als meßbare Hilfsgrößen, die die Bestimmung der gesuchten Größe zulassen. Beispielsweise kann man die Temperatur durch Längenmessung einer Alkohol- oder Quecksilbersäule bestimmen oder auch durch elektrische Messung temperaturabhängiger Widerstände. Da diese Verfahren nicht direkt die gesuchte Größe liefern, ist eine Umrechnung der gemessenen Hilfsgröße auf die gesuchte Meßgröße erforderlich.

Das radiometrische Meßverfahren ist in den hier vorgestellten Anwendungen ebenfalls ein indirektes Meßverfahren. Es eignet sich zur Bestimmung der Flächenmasse, d.h. dem Produkt aus der Dichte ρ und der Dicke d eines Meßobjekts. Bei diesem Verfahren verwendet man direkt oder indirekt ionisierende Strahlung, deren Wechselwirkungen mit dem Meßobjekt Rückschlüsse auf dessen Flächenmasse zulassen. Die Strahlung wird mit Detektoren gemessen, die ihrerseits wiederum physikalische Wechselwirkungsprozesse ausnutzen. Abb. 1.1.1 zeigt einige Skizzen industriell eingesetzter Meßanlagen.



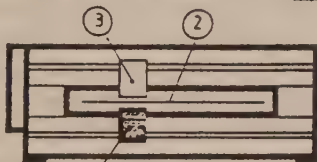
DICHTEMESSUNG von:

Flüssigkeiten, Suspensionen, Konzentrationen



DICKENMESSUNG von:

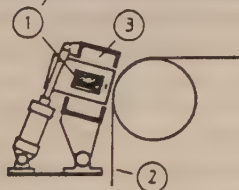
Blechen, Bändern, Rohren aus Stahl und NE-Metallen.



FLÄCHENGEWICHTSMESSUNG von:

Metall- und Kunststoff-Folien, Faserplatten, Papier, Glas, Gummi, Vlies.

Beschichtungen an Papieren, Textilien und Kunststoffen.



BESCHICHTUNGSMESSUNG

(nach dem Rückstreuprinzip) von:

Lack und metallischen Überzügen auf Stahl und Aluminium

① Strahler

② Meßgut

③ Detektor

Abb. I.
1.1.1

Skizzen industrieller radio-
metrischer Meßsysteme (IMS)

Die drei oberen Systeme arbeiten nach dem Prinzip der Absorptionsmessung. Die Strahlenquelle befindet sich auf der einen Seite des Meßobjekts, der Detektor auf der anderen. Im unteren Bild ist das Prinzip der Rückstreuung skizziert. Hierbei befinden sich Strahlenquelle und Detektor auf der selben Seite des Meßobjekts. Der Detektor ist gegenüber der direkten Einstrahlung durch die Quelle abgeschirmt und detektiert somit nur die vom Meßobjekt rückgestreute Strahlung. Neben den Bildern sind jeweils stichwortartig deren Hauptanwendungsgebiete aufgezählt.

In diesem Kapitel sollen zunächst phänomenologisch die Funktionen und Eigenschaften der Komponenten radiometrischer Meßanlagen beschrieben werden. Ausführliche theoretische Betrachtungen folgen in den Kapiteln I.2 und I.3.

Als Strahlungsquellen für radiometrische Meßanlagen kommen Röntgenröhren oder Radioisotope zum Einsatz. Die Kombination Strahler-Meßobjekt-Detektor muß aufeinander abgestimmt werden. Auf der Strahlerseite stehen Strahlungsart (vorwiegend Beta-/ Gamma-Strahlung, teilweise auch Neutronen- und Alpha-Strahlung) und Teilchen- bzw. Quantenenergie als Anpassungsparameter zur Verfügung. Abhängig von der Strahlungsart und der Teilchen- bzw. Quantenenergie ergibt sich ein unterschiedliches Absorptions- und Rückstreuverhalten des Meßobjekts.

Zwei Extreme sollen die Notwendigkeit der Abstimmung der Strahlungsquelle auf das Meßobjekt verdeutlichen. Wird die gewählte Strahlung vom Meßobjekt überhaupt nicht gestreut oder absorbiert, erhält man aus dem Detektorsignal keine Information über das Meßobjekt. Wird die Strahlung vom Material vollständig absorbiert, ist ebenfalls keine Information mehr vorhanden.

Die Detektion der Meßstrahlung beruht auf der Absorption der Strahlung im Detektor. Liegen die Strahlungsart und Energie durch die Meßaufgabe fest, kann ein auf Grund seiner physikalischen Eigenschaften geeigneter Detektor ausgewählt werden. Der Detektor sollte die aus dem Meßobjekt austretende oder von ihm rückgestreute Strahlung vollständig absorbieren und in ein Meßsignal umsetzen, um eine unter den gegebenen Verhältnissen angestrebte Meßgenauigkeit bei kleinstmöglicher Aktivität der Strahlenquelle zu erreichen. Die Zusammenhänge zwischen Strahleraktivität, Meßgenauigkeit und Meßzeitintervall werden im Kapitel I.3. ausführlich erläutert.

In dieser Arbeit werden ausschließlich Meßsysteme mit Gamma-Strahlern betrachtet. Ein sehr großer Anteil industriell eingesetzter Meßanlagen arbeitet nach dem Prinzip der Absorptionsmessung (Abb. 1.1.1). In diesen Meßanlagen werden überwiegend Gamma-Strahler als Strahlenquellen eingesetzt.

Die Wechselwirkungen von Gamma-Strahlung mit Materie lassen sich durch die Auswirkungen mehrerer physikalischer Effekte beschreiben. In dem für meßtechnische Zwecke interessanten Quantenenergiebereich $E < 1 \text{ MeV}$ sind dies im wesentlichen der Foto-Effekt und der Compton-Effekt. Der Foto-Effekt führt zur vollständigen Vernichtung eines Quants, der Compton-Effekt beschreibt die Streuung eines Quants, d.h. die Ablenkung aus der ursprünglichen Strahlrichtung. Beide Effekte sind von der Art des Materials und der Quantenenergie der Strahlung abhängig. Im Kapitel 1.2. sind die Effekte genauer beschrieben.

Die Messung direkt oder indirekt ionisierender Strahlung ist nur über den Nachweis ihrer Wechselwirkung mit Materie möglich. Deshalb beruht die Funktion von Detektoren für ionisierende Strahlung auf der Umsetzung eines Wechselwirkungsereignisses der Teilchen oder Quanten in ein meßbares, z.B. elektrisches Signal. Zwar sind verschiedene Detektionsprinzipien bekannt; weite Verbreitung in industriellen Meßanlagen haben bisher jedoch nur die Ionisationskammer und der Szintillationsdetektor gefunden.

Bei der Ionisationskammer handelt es sich um eine gasgefüllte Kammer, in der das Gas von der zu messenden Strahlung ionisiert wird. Durch Anlegen eines hinreichend hohen elektrischen Feldes kann die Rekombination der so gebildeten Ladungsträger verhindert und in einem äußeren Stromkreis der Ionisationsstrom gemessen werden.

Der zweite industriell wichtige Detektortyp ist der Szintillationsdetektor. In diesem Detektor erfolgt die Erzeugung des elektrischen Signals in mehreren Schritten. Zunächst entsteht im Szintillator als Folge eines Wechselwirkungsereignisses ein Lichtpuls. Dieser wird durch einen Fotoempfänger in einen Strom- bzw. Ladungspuls umgesetzt und steht somit als elektrisches Signal zur Verfügung.

Die Form des Ausgangssignals, d.h. der Amplitudenverlauf des Stroms in Abhängigkeit von der Zeit, sowie Pulsparameter wie Anstiegszeit, Pulsbreite usw. von Szintillationsdetektoren werden von vielen Einflüssen bestimmt. Sie hängen von der Art des Wechselwirkungsereignisses, der Energie des einfallenden Quants, dem Material und den optischen Eigenschaften des Szintillators und weiteren Eigenschaften des Detektors ab. Für die in diesem Kapitel folgenden Betrachtungen soll eine monoenergetische Gamma-Strahlung mit der Quantenenergie E_0 vorausgesetzt werden. Jedes Wechselwirkungsereignis eines Quants mit dem Szintillator liefere einen rechteckförmigen Strompuls mit fester Amplitude und Breite. Damit bleibt ein Großteil der Effekte im Szintillationsdetektor zunächst unberücksichtigt, um die für das Grundverständnis der vorgestellten Verfahren und Systeme notwendigen Betrachtungen nicht unnötig zu verkomplizieren.

Szintillationsdetektoren eignen sich wegen der im Gegensatz zu Ionisationskammern größeren Dichte des absorbierenden Materials im aktiven Volumen besonders gut zur Messung hochenergetischer Gamma-Strahlung (z.B. der Strahlung des Radioisotops ^{137}Cs mit $E_0 = 660 \text{ keV}$). Diese wird in Meßanlagen eingesetzt, mit denen relativ große Flächenmassen bestimmt werden, z.B. die Dicke von Grobblech oder die Dichte von Schüttgut. Hierbei kommt praktisch ausschließlich das Absorptionsmeßverfahren zum Einsatz. Deshalb wird im folgenden Abschnitt näher auf die Funktion der Absorptionsmessung eingegangen.

1.1.2 Funktion des Absorptionsmeßverfahrens

Abb 1.2.1 zeigt schematisch die Anordnung des Absorptionsmeßsystems. Ein Gamma-Strahler der Aktivität A_0 emittiert monoenergetische Quanten der Energie E_0 mit einer mittleren Rate $X_0 = N_0 / \Delta t$ Quanten pro Zeiteinheit in den Raumwinkel Ω . Durch Foto- und Compton-Effekt im Meßobjekt wird ein Teil der Quanten absorbiert oder aus der Strahlrichtung abgelenkt, so daß nur noch $N / \Delta t$ Quanten pro Zeiteinheit den Detektor erreichen. Das Verhältnis N / N_0 für $\Omega \rightarrow 0$ (siehe Kapitel 1.2) wird beschrieben durch die Gleichung [1/

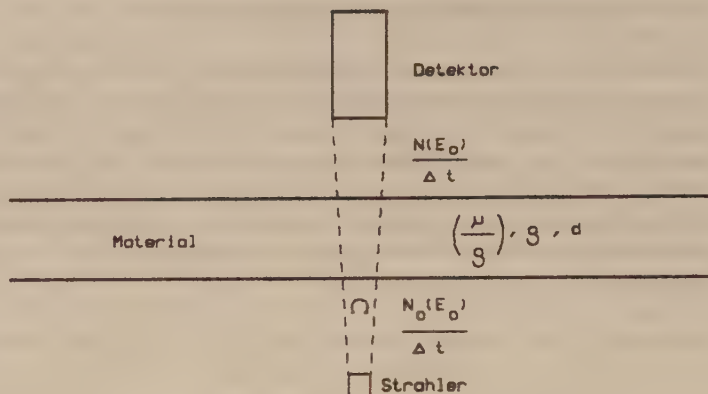
$$\frac{N}{N_0} = e^{-(\mu(E_0)/g) \cdot (g \cdot d)} \quad [1.1]$$

$(\mu(E_0)/g) = a_0$ ist der Massenschwächungskoeffizient des Meßobjekts für Quanten der Energie E_0 . Ist die Dicke des Objekts bekannt, läßt sich dessen Dichte g berechnen (z.B. Dichte einer Flüssigkeit in einem Rohr mit der Absorptionslänge d):

$$g = - \frac{1}{d \cdot a_0} \cdot \ln \frac{N}{N_0} \quad [1.2]$$

Bei bekannter Dichte g des Meßobjekts ergibt sich entsprechend die Dicke der Absorberschicht zu:

$$d = - \frac{1}{g \cdot a_0} \cdot \ln \frac{N}{N_0} \quad [1.3]$$



$\frac{N_0}{\Delta t}$: Anzahl der im Mittel pro Zeiteinheit in den Raumwinkel Ω emittierten Quanten des Strahlers

$\frac{N}{\Delta t}$: Anzahl der im Mittel pro Zeiteinheit am Detektor eintreffenden Quanten

$\left(\frac{\mu}{g}\right)$: Massenschwächungskoeffizient des Materials

g : Dichte des Materials

d : Dicke des Materials

$g \cdot d$: Flächenmasse des Materials

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\left(\frac{\mu}{g}\right) \cdot (g \cdot d)}$$

Abb. I.
1.2.1

Prinzip des Absorptionsmeßverfahrens
mit Gamma - Strahlung

1.1.3 Strahler und Detektoren für die Dickenmessung von Stahl

In diesem Abschnitt soll als Anwendungsbeispiel die Dickenmessung von Stahl mit der Gamma-Strahlung des Radioisotops ^{137}Cs beschrieben werden. Der im vierten Teil der Arbeit vorgestellte neue Szintillationsdetektor wird für diese Anwendung ausgelegt.

Wesentliche Spezifikationen eines Meßsystems sind Meßgenauigkeit und Meßgeschwindigkeit. Als Maßzahl der Meßgenauigkeit eignet sich bei radiometrischen Meßsystemen das Signal- / Rauschverhältnis der Meßgröße (Näheres im Kapitel 1.3.). Werden Messungen an bewegten Objekten durchgeführt, (z.B. Bandstahl während des Walzvorgangs), ist auch das dynamische Verhalten des Systems von Bedeutung.

In allen Fällen, in denen die Meßgröße oder eine Hilfsgröße Quantennatur aufweist, führt eine Erhöhung der Meßgeschwindigkeit bei sonst gleichbleibenden Parametern zu einer Verringerung der Genauigkeit aufgrund der stochastischen Eigenschaften der betrachteten Größe. Oft sind die Auswirkungen der statistischen Unsicherheit der Größe gegenüber anderen Fehlern bei der Messung zu vernachlässigen. Dies ist jedoch bei radiometrischen Meßsystemen normalerweise nicht der Fall, so daß die absolute Anzahl N gemessener Quanten im Meßzeitintervall t_m für die Meßgenauigkeit von Bedeutung ist.

Um der Verringerung der Meßgenauigkeit bei verkleinerten Meßintervallen t_m entgegenzuwirken, müßte bei radiometrischen Meßanlagen die Aktivität des Strahlers erhöht werden. Eine Erhöhung der Aktivität wird aber besonders bei Anlagen mit hochenergetischen Strahlern zum Problem. Es ist nicht möglich, Strahlungsquellen mit beliebig hoher Aktivität zu installieren, sei es, daß aus räumlichen Gründen keine ausreichende Abschirmung angebracht werden kann, oder aber, daß aus umwelt- und sicherheitstechnischen Gründen eine Erhöhung der Aktivität nicht realisierbar ist. Deshalb ist anzustreben, daß jedenfalls im Detektor ein möglichst großer Teil der nicht im Meßobjekt absorbierten Quanten zum Meßsignal beiträgt.

Ein Detektor, der mit einer für Anlagen mit hochenergetischen Strahlern schon recht hohen Rate von 10^9 Quanten pro Sekunde beaufschlagt wird, liefert beispielsweise bei Meßintervallen von 1 ms unter Vernachlässigung aller Fehler allein auf Grund der statistischen Schwankung der Anzahl der detektierten Quanten bestenfalls ein Signal- / Rauschverhältnis von 60 dB. Dagegen hat ein relativ kleiner Strom von $1 \mu\text{A}$, wenn man nur die Anzahl der dafür notwendigen Ladungsträger im Meßintervall betrachtet, bei gleichen Meßintervallen trotz seiner Quantelung schon ein "spezifisches Signal- / Rauschverhältnis" von fast 100 dB.

Das Beispiel zeigt, daß für genaue Messungen in kurzer Zeit eine hohe Quantenrate erforderlich ist. Fast alle bisher eingesetzten Szintillationsdetektoren arbeiten im Impulsbetrieb, d.h. jedes Wechselwirkungsereignis der Quanten im Detektor wird einzeln gezählt. Aufgrund der endlichen Bandbreite des Detektorsystems ist die maximale Wiederholrate auf etwa $10^8 / \text{s}$ begrenzt, da schneller aufeinanderfolgende Pulse nicht mehr voneinander getrennt werden können.

Keine Begrenzung der Quantenrate ergibt sich beim Einsatz von integral messenden Detektoren. Bei diesem Verfahren wird nicht die Anzahl der Pulse in einem bestimmten Meßintervall t_m gezählt, sondern das Integral über die Strom- / Zeitflächen aller in der Zeit t_m auftretenden Pulse gebildet. Bei linearem Verhalten des Detektors ist die zulässige Rate jetzt beliebig hoch, da Pulsüberlagerungen nichts an ihrem jeweilige Ladungsinhalt ändern und somit nicht zu Meßfehlern führen.

Abb. 1.3.1 illustriert das typische Verhalten von zählenden und integral messenden Detektoren. Im Bild sind schematisch zwei Meßintervalle dargestellt. Im ersten Intervall treten drei Pulse am Detektorausgang auf, die bei einem zählenden Detektor den Zählerstand "3" liefern, beim integrierenden Detektor eine Ausgangsspannung, die dem Ladungsinhalt von drei Pulsen entspricht. Im zweiten Intervall sind ein Einzelpuls sowie zwei teilweise überlagerte Pulse dargestellt. Der zählende Detektor liefert nunmehr den falschen Zählerstand "2", beim integrierenden Detektor entspricht die Ausgangsspannung wie vorher dem Ladungsinhalt von drei Pulsen.

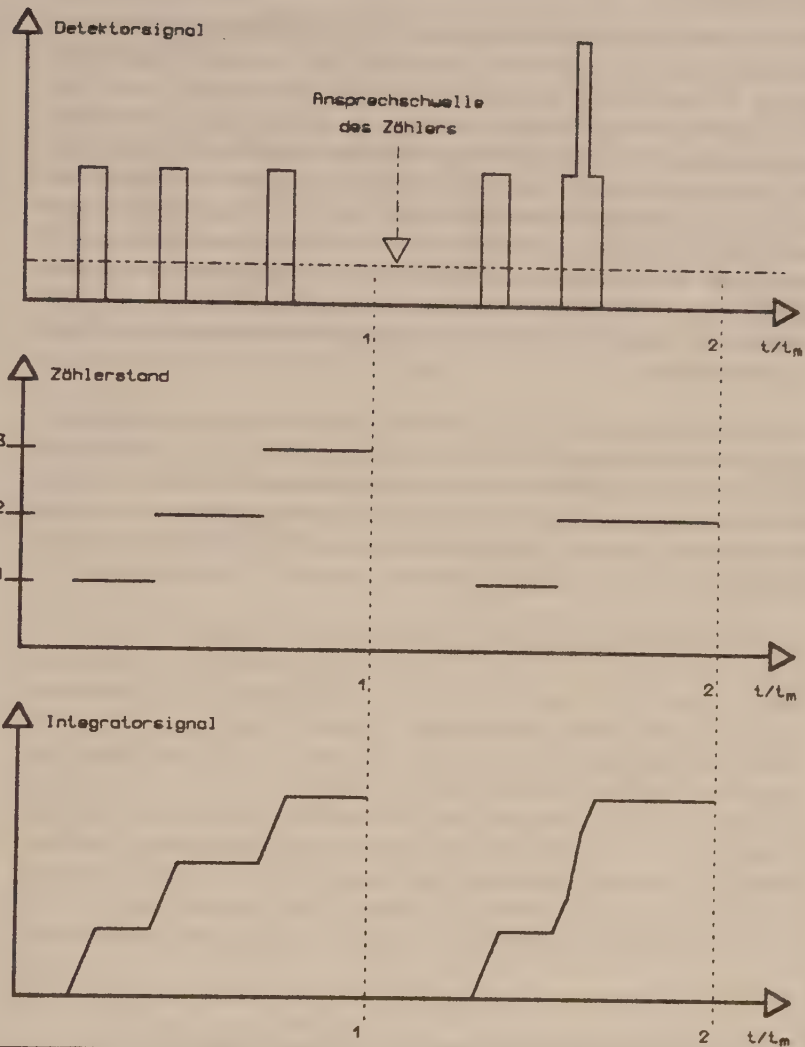


Abb. I.
1.3.1

Typisches Verhalten von zählenden
und integral messenden Detektoren

Bis heute werden zur Messung sehr hoher Quantenraten fast ausschließlich Ionisationskammern eingesetzt. Sie zeichnen sich durch geringe Empfindlichkeit gegenüber Temperaturänderungen und gute Langzeitstabilität aus. Von Nachteil ist die bei technisch sinnvollen Abmessungen relativ geringe Flächenmasse infolge der geringen Dichte des Füllgases, verbunden mit einem kleinen Massenschwächungskoeffizienten für hochenergetische Strahlung. Das führt dazu, daß nur ein relativ geringer Teil der einfallenden Quanten zu meßbaren Wechselwirkungen im aktiven Detektorvolumen führt. Hochdruckkammern vergrößern zwar die Flächenmasse bei gleichen Abmessungen, dennoch erreichen Ionisationskammern kaum die Absorptionswerte von Festkörperdetektoren.

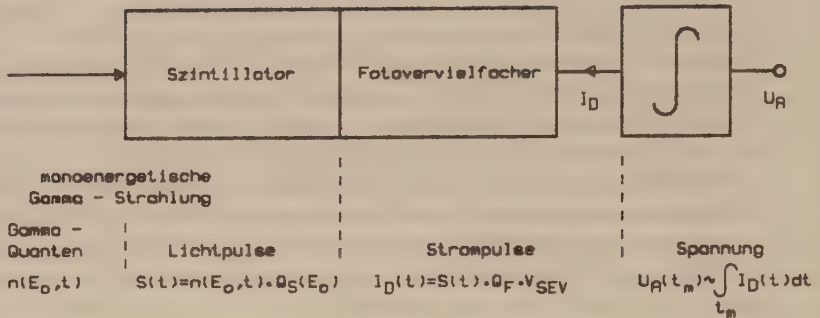
Diese Werte sind besonders bei hochenergetischer Strahlung bei Szintillationsdetektoren wegen ihrer größeren Flächenmasse bei vergleichbaren Massenschwächungskoeffizienten deutlich größer. Deshalb ist man bestrebt, die für hochenergetische Strahlung besser geeigneten Szintillationsdetektoren integral messend einzusetzen. Der folgende Abschnitt beschreibt das Prinzip solcher Detektoren.

1.1.4 Aufbau und Eigenschaften integral messender Szintillationsdetektoren

Abb. 1.4.1 zeigt das Prinzip eines integral messenden Szintillationsdetektors. Der Detektor besteht aus den Hauptkomponenten Szintillator, Fotoempfänger und "Vorverstärker". Der Szintillator erzeugt aus der Wechselwirkung mit den einfallenden Quanten Lichtpulse, die an den Fotoempfänger gelangen. Der Fotoempfänger, normalerweise ein Fotovervielfacher, erzeugt einen der Lichtleistung proportionalen elektrischen Strompuls. Dem Fotovervielfacher ist ein integrierender Strom- / Spannungsumsetzer nachgeschaltet, der ein für die weitere Verarbeitung geeignetes Spannungssignal bereitstellt.

Da der Ausgangsstrom des Fotovervielfachers aus einzelnen, überlagerten Pulsen mit kurzen Anstiegs- und Abfallzeiten besteht, ergeben sich besondere Anforderungen an das dynamische Verhalten des Strom- / Spannungsumsetzers. Im vierten Teil der Arbeit wird ein speziell für diese Anwendung entwickelter Strom- / Spannungsumsetzer für Fotovervielfacher vorgestellt.

Der Grund dafür, daß bislang kaum integral messende Szintillationsdetektoren industriell eingesetzt werden, liegt im wesentlichen in zwei unerwünschten Eigenschaften des beschriebenen, "einfachen" Szintillationsdetektors, die den Einsatz in Meßsystemen hoher Genauigkeit ausschließen. Zum einen ist dies die Temperaturabhängigkeit des Detektorausgangssignals, zum anderen die mangelhafte zeitliche Stabilität (typische Werte: Betrag des Temperaturkoeffizienten etwa 0,5...1 % / °C, zeitliche Änderung des Ausgangssignals bis zu 10 % nach einer Stunde). In dieser Arbeit wird ein neuartiges Stabilisierungssystem vorgestellt, mit dem diese beiden Effekte unterdrückt werden. Der damit ausgerüstete Detektor ist für den Einsatz in genauen Meßsystemen geeignet.



$n(E_0, t)$: Anzahl der Quanten mit der Energie E_0 in Abhängigkeit von der Zeit

$Q_S(E_0)$: Szintillationswirkungsgrad des Szintillators bei der Energie E_0

$S(t)$: Anzahl der Lichtquanten an der Fotokatode in Abh. von der Zeit

Q_F : Quantenwirkungsgrad der Fotokatode

V_{SEV} : Verstärkung des Sekundärelektronenvervielfachers

k_1 : Konversionsfaktor des Strom- / Spannungsumsetzers

mit $U_R(t_0) = 0$ ergibt sich

$$U_R(t_m) = k_1 \cdot V_{SEV} \cdot Q_S(E_0) \cdot \int_{t_0}^{t_0+t_m} n(t) dt = k_d \cdot \int_{t_0}^{t_0+t_m} n(t) dt$$

mit $X_0(E_0) = \bar{n}(E_0) / \Delta t$: mittlere Quantenrate

k_d : Gesamtkonversionsfaktor

ergibt sich

$$\overline{U_R(t_m)} = k_d \cdot t_m \cdot X_0(E_0)$$

Abb. I.
1.4.1

Schematischer Aufbau eines integral
messenden Szintillationsdetektors

Physikalische Grundlagen

1.2.1 Hauptwechselwirkungen zwischen Gamma - Strahlung und Materie

Die Funktion radiometrischer Meßsysteme mit Gamma-Strahlung beruht auf der Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie. Die Wechselwirkungen werden durch unterschiedliche physikalische Effekte beschrieben. Im Energiebereich bis 1 MeV dominieren Compton-Effekt und Foto-Effekt, bei Quantenenergien über 1,022 MeV gewinnt die Paarbildung bei steigender Energie zunehmend an Bedeutung.

Der Foto-Effekt beschreibt einen Absorptionsprozeß, bei dem das einfallende Quant vollständig verschwindet. Seine Energie wird auf ein gebundenes Elektron übertragen, was zur Freisetzung des Elektrons (Fotoelektron) und zur Ionisation des betroffenen Atoms führt. Die kinetische Energie E_e des Fotoelektrons ergibt sich zu $E_0 - E_b$

$$E_e = E_0 - E_b \quad [2.1]$$

E_0 ist die Energie des absorbierten Gamma-Quants, E_b die Bindungsenergie des freigesetzten Elektrons. In den hier beschriebenen Anwendungen ist E_0 groß gegen E_b , sodaß die kinetische Energie E_e des Fotoelektrons praktisch der Energie des absorbierten Quants entspricht.

Die Absorption durch Foto-Effekt überwiegt bei relativ niedrigen Quantenenergien. Zudem ist eine starke Abhängigkeit von der Ordnungszahl Z zu beobachten. Es gibt keine einzelne analytische Gleichung, die die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten des Foto-Effekts für Atome aller Ordnungszahlen Z und Quantenenergien E zutreffend beschreibt. Im hier interessierenden Energiebereich gilt als grobe Näherung für den Fotoabsorptionskoeffizienten τ $1/Z$

$$\tau(E) \approx \text{konst.} \cdot \frac{Z^4}{E^3} \quad [2.2]$$

Der zweite wesentliche Wechselwirkungsprozeß ist der Compton-Effekt. Abb. 2.1.1 zeigt schematisch die Ablenkung oder Streuung eines Gamma-Quants an einem Elektron. Abhängig von dem Ablenkwinkel θ , wird ein Teil der Quantenenergie auf das getroffene Elektron übertragen. Da prinzipiell alle Ablenkwinkel möglich sind, kann das Rückstoßelektron alle Energien zwischen Null und einem maximalen Anteil der ursprünglichen Quantenenergie erhalten. Die Restenergie E' des gestreuten Gamma-Quants beträgt [3/

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \quad [2.3]$$

$m_0 c^2$ ist die Ruhmassenenergie des Elektrons. Sie beträgt 511 keV. Die geringste Energieübertragung ergibt sich für den Fall $\theta = 0$. Dann ist $E' = E$, eine Wechselwirkung ist nicht mehr nachzuweisen und das Gamma-Quant behält seine ursprüngliche Richtung bei. Alle Winkel $\theta \neq 0$ führen zu einer Energieabnahme und zu einer Auslenkung aus der ursprünglichen Richtung. Für spätere Betrachtungen ist wichtig, daß der Compton-Streukoeffizient σ (s.u.) jede Wechselwirkung mit $\theta \neq 0$ berücksichtigt, auch wenn der Ablenkwinkel sehr klein ist. Dies ist bei der Abschätzung des Einflusses der Geometrie von Meßanlagen von Bedeutung (Kapitel 1.2.3).

In Abb. 2.1.2 ist die Restenergie des gestreuten Quants in Abhängigkeit vom Ablenkwinkel θ für die bei der Dicken- und Dichtemessung typischen Quantenenergien 60 keV (^{241}Am) und 660 keV (^{137}Cs) dargestellt. Abb. 2.1.3 zeigt die relative Häufigkeit des Auftretens der Streuwinkel 0° bis 180° . Die Kurven sind jeweils auf die Häufigkeit des Auftretens des Ablenkwinkels $\theta = 0$ normiert. Aus der Abbildung wird die starke Tendenz zu kleinen Ablenkwinkeln bei höherer Quantenenergie E besonders deutlich.

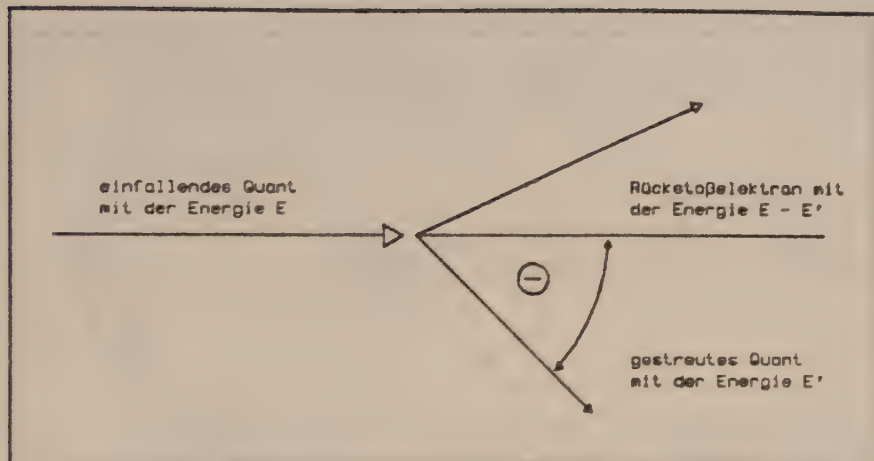


Abb. I.
2.1.1

Veranschaulichung des Compton-Effekts

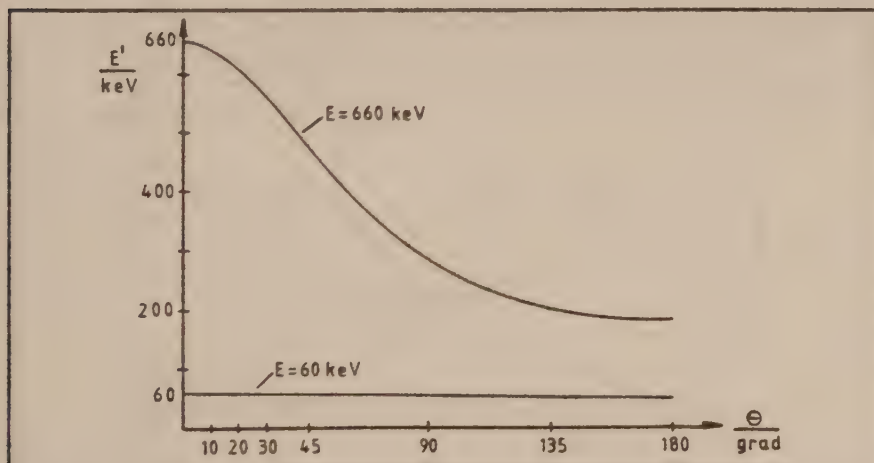


Abb. I.
2.1.2

Restenergie des gestreuten Gamma-Quants
in Abhängigkeit vom Streuwinkel Θ

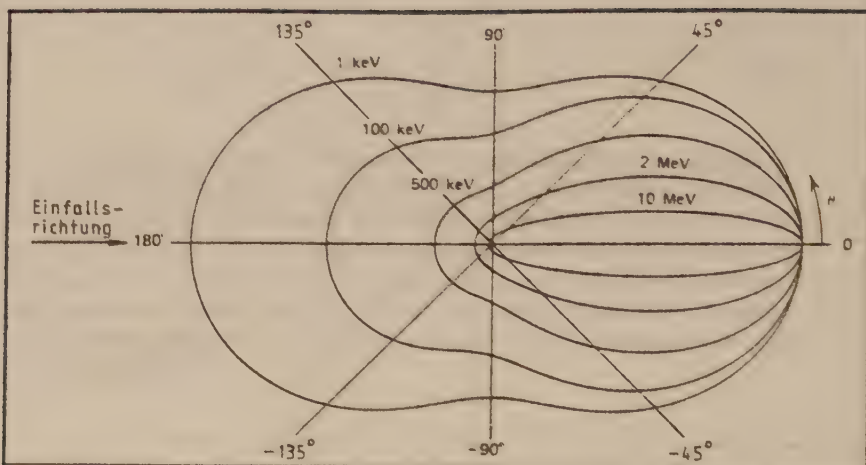


Abb. I.
2.1.3

Relative Häufigkeit der Streuwinkel Θ

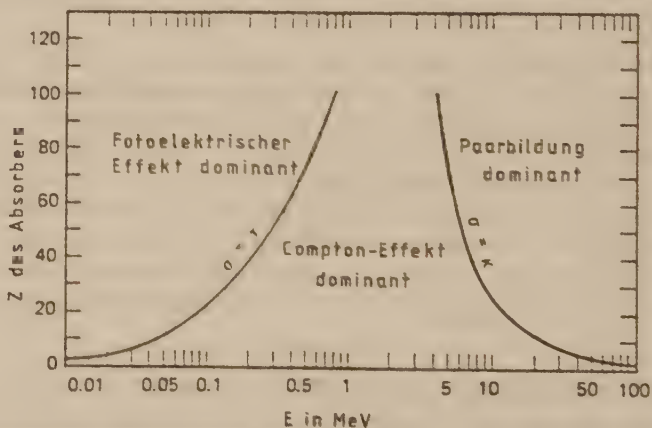


Abb. I.
2.1.4

Relative Bedeutung der
Wechselwirkungsprozesse

Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten des Compton-Effekts ist proportional zur Atomzahl Z und umgekehrt proportional zur Quantenenergie E /4/, also ist

$$\sigma_{\text{C}}(E) = \text{konst.} \cdot \frac{Z}{E} \quad [2.4]$$

Der dritte Effekt, die Paarbildung, tritt im Energiebereich bis 1 MeV nicht auf. Sie ist energetisch möglich, sobald die Quantenenergie die doppelte Ruhemassenenergie eines Elektrons überschreitet ($E > 1022$ keV). Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit erreicht aber erst bei deutlich höheren Quantenenergien eine nennenswerte Größe. Abb. 2.1.4 zeigt die relative Bedeutung der drei beschriebenen Wechselwirkungseffekte in Abhängigkeit von der Quantenenergie. Dabei bilden die Linien die Grenzen, an denen die Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten der benachbarten Effekte gleich sind. κ ist der Absorptionskoeffizient, der durch die Paarbildung hervorgerufen wird. Da er für die vorliegenden Anwendungen ohne Bedeutung ist, wird er nicht weiter betrachtet.

1.2.2 Definition des Massenschwächungskoeffizienten und der Flächenmasse

Die Summe der einzelnen, im vorigen Kapitel beschriebenen Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten, ergibt den "linearen Schwächungskoeffizienten" μ . Im Energiebereich $E < 1 \text{ MeV}$ ergibt sich

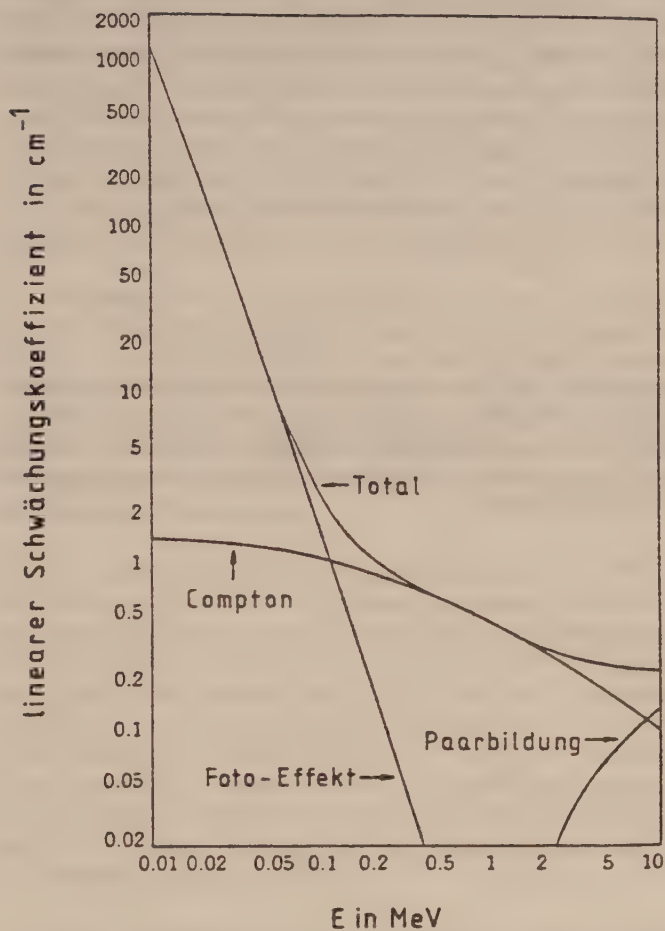
$$\mu(E) = \tau(E) + \sigma(E) \quad [2.5]$$

μ hat die Dimension des Kehrwerts einer Länge, die gebräuchliche Einheit ist $1 / \text{cm}$. μ beschreibt also die gesamte Wechselwirkungswahrscheinlichkeit pro Längeneinheit des durchstrahlten Materials. Abb. 2.2.1 zeigt den Verlauf von μ über der Quantenenergie E für Eisen. In dem Diagramm sind zusätzlich die Verläufe der einzelnen Anteile von μ kenntlich gemacht. Die Anzahl N der in der Verlängerung der Einfallsrichtung aus dem Material austretenden Quanten ergibt sich zu /3/

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\mu(E) \cdot d} \quad [2.6]$$

Dabei ist d die Dicke des durchstrahlten Materials. Von Nachteil ist, daß der lineare Schwächungskoeffizient von der Dichte ρ des Materials abhängt, also bei demselben Material in Abhängigkeit von z.B. dem Aggregatzustand bei derselben Quantenenergie E unterschiedliche Werte hat. Deshalb ist die Verwendung des Massenschwächungskoeffizienten (μ/ρ) gebräuchlicher. Hiermit läßt sich auch auf einfache Weise der resultierende Massenschwächungskoeffizient von Mischungen oder Legierungen berechnen /2/

$$\frac{\mu(E)}{\rho} = \sum_i a_i \left[\frac{\mu(E)}{\rho} \right]_i \quad [2.7]$$



spezifische Masse = 7860 kg/m^3
 Atomzahl: $Z = 26$

Abb. 1.
2.2.1

Verlauf von μ über E für Eisen

Die Faktoren a_i gewichten die einzelnen Schwächungskoeffizienten entsprechend der Massenanteile der zugehörigen Komponenten. Damit kann man das Verhältnis N / N_0 in der schon im Kapitel I.1 dargestellten Form schreiben:

$$\frac{N}{N_0} = e^{-(\mu(E)/\rho) \cdot (\rho \cdot d)}$$

Hierin ist $(\mu(E)/\rho)$, der Massenschwächungskoeffizient, eine Konstante, die nur vom Material und nicht von dessen Zustand abhängt. Wirksames Maß für das Schwächungsverhältnis ist jetzt die Flächenmasse $\rho \cdot d$, aus der sich bei Kenntnis einer der beiden Größen die jeweils andere bestimmen läßt.

1.2.3 Einfluß der Geometrie der Meßanordnung

Im Kapitel 1.2.2 wurde bei der Einführung der Schwächungskoeffizienten betont, daß auch eine kleinste Auslenkung der Quanten aus der ursprünglichen Strahlrichtung definitionsgemäß zur Reduktion der Anzahl N der Quanten hinter dem Absorber führt. Bei den meisten technischen Anlagen werden aber Quanten, die nur um einen kleinen Winkel abgelenkt werden, wegen der räumlichen Ausdehnung der Meßanlage mit gemessen. In Abb. 2.3.1 sind einige mögliche Fälle skizziert.

Der erste Effekt ist die einfache Ablenkung eines Gamma - Quants aus der ursprünglichen Richtung, wobei der Ablenkwinkel allerdings so klein ist, daß das Eintrittsfenster des Detektors noch getroffen wird. Im zweiten Fall erfolgt eine Ablenkung derart, daß ein Quant aus einem ursprünglich nicht auf den Detektor gerichteten Strahl diesen noch erreicht. Denkbar ist auch, besonders bei großen Flächenmassen, daß eine Mehrfachablenkung im Material stattfindet und das gestreute Quant ebenfalls im Detektor gemessen wird.

Geht man davon aus, daß bei Meßsystemen mit ^{241}Am -Strahlern ($E_0 = 60 \text{ keV}$) Quanten noch gemessen werden, die um 90° abgelenkt wurden, ergibt sich für diese Quanten eine Energiereduktion um etwa 10 % durch ein Streueignis. Bei Anlagen mit ^{137}Cs -Strahlern ($E_0 = 660 \text{ keV}$) führen Streuwinkel von ca. 20° zu einer Energiereduktion der Quanten um etwa 10 %. Diese Änderungen sind klein gegenüber den ursprünglichen Quantenenergien, so daß das Strahlungsspektrum zwischen dem durchstrahlten Material und dem Eintrittsfenster des Detektors weiterhin als monoenergetisch betrachtet wird, wenn bei Anlagen mit ^{137}Cs -Strahlern Quanten mit Streuwinkeln größer als 20° nicht in den Detektor gelangen können.

Hinter dem Meßgut ist dies oft durch die Geometrie der Meßanlage selbst gegeben, da auf Grund der Entfernung zwischen Meßgut und Detektor der gesamte Öffnungswinkel (siehe Abb. 1.1.2.1) ausreichend klein ist. Um den in Abb. 2.3.1 dargestellten Fall 2 zu verhindern, sind geeignete Abschirmmaßnahmen, z.B. Kollimatoren auf der Strahlerseite erforderlich. Der Fall 3 (Abb. 2.3.1) ist bei hochenergetischer Strahlung auch bei relativ hohen Flächenmassen so unwahrscheinlich, daß er vernachlässigbar ist.

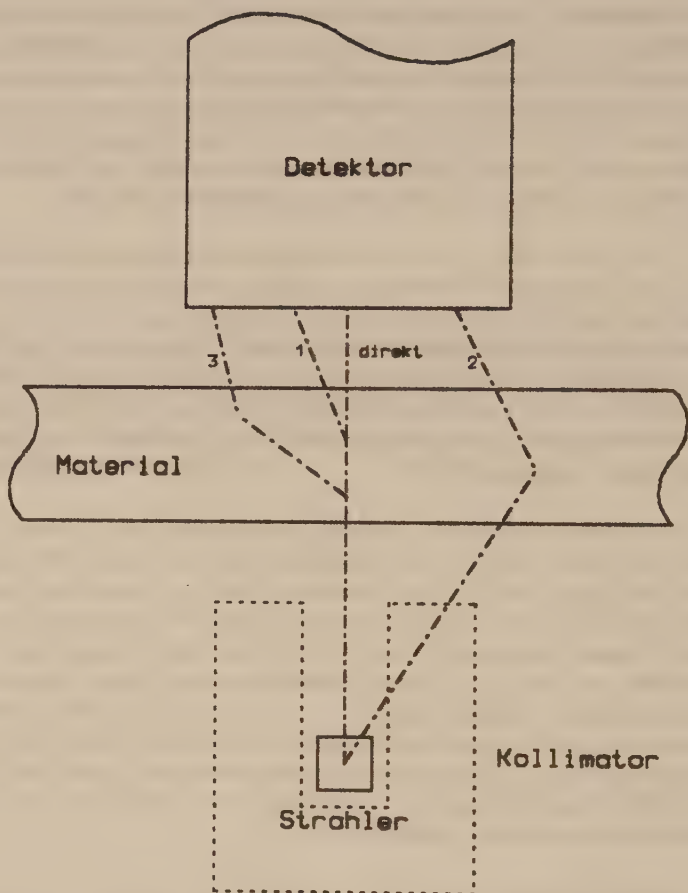


Abb. I.
2.3.1

Messung gestreuter Quanten als Folge
der Geometrie des Meßsystems

Der Compton-Effekt bewirkt, daß der in einer gegebenen Anordnung wirksame Schwächungskoeffizient kleiner ist als erwartet, somit hinter dem Material eine zu große Rate gemessen wird. Eine quantitative Berechnung ist bei der Vielzahl möglicher Bauformen und Geometrien von Meßanlagen zu aufwendig. Bei Absorptionsmeßanlagen ist ohnehin eine Kalibrierung des Meßsystems erforderlich. Insbesondere bei der Dimensionierung von Abschirmungen muß aber dieses Phänomen berücksichtigt werden, wenn der resultierende Schwächungskoeffizient μ im wesentlichen vom Compton-Anteil herrührt.

Meßtechnische Grundlagen

1.3.1 Zusammenhang zwischen Meßzeit und Meßgenauigkeit

Ziel der Messung physikalischer Größen ist ihre quantitative Erfassung. In den meisten Fällen repräsentiert der gewonnene Meßwert jedoch nicht exakt die gesuchte Größe, er ist mit einem Meßfehler behaftet.

$$F_s = \Delta M / M \quad (13.1)$$

Darin ist M der wahre Meßwert und ΔM die Abweichung des Meßergebnisses vom wahren Wert. F_s ist also der auf den wahren Wert bezogene relative Fehler des Meßwerts. Bei vielen Meßgeräten ist eine andere Definition des relativen Fehlers geläufiger. Dabei ist die Angabe normalerweise auf den Anzeigewert oder einen Meßbereichsendwert bezogen. Für die weiteren Betrachtungen ist die hier gewählte Definition aber praktischer.

Betrachtet man F_s als den systematischen Fehler des Meßgeräts, so gibt er bei der oben gewählten Definition einen Toleranzbereich um den wahren Wert an, in dem der angezeigte Wert M' mit Sicherheit liegt. Eine weitere Fehlerquelle liegt in zufälligen Abweichungen der Meßwerte, beispielsweise hervorgerufen durch das Eigenrauschen des Meßgeräts. Dieser statistische Meßfehler ist normalerweise klein im Verhältnis zum systematischen, so daß der Anzeigewert dadurch nicht verfälscht wird.

Anders liegt der Fall, wenn die zu messende Größe selbst oder eine zur Messung der gesuchten Größe benutzte Hilfsgröße als Folge ihrer eigenen Quantennatur statistischen Schwankungen unterliegt. Insbesondere bei radiometrischen Meßsystemen übersteigt der statistische Fehler, der bei der Messung der Strahlung entsteht, oft alle weiteren Fehler der Meßanlage.

Hochenergetische Gamma-Strahlung entsteht bei Radioisotopen als Folge von einzelnen Zerfallsereignissen. Die Zerfallsereignisse erfolgen völlig spontan und unabhängig voneinander. Die mittlere Anzahl N_0 der Zerfälle in einem Zeitintervall t_m ergibt sich zu /5/

$$N_0 = N_u \cdot (1 - e^{-0,693 \cdot t_m / t_{1/2}}) \quad [3.2]$$

N_u ist die Anzahl unzerfallener Kerne zu Beginn von t_m und $t_{1/2}$ die Halbwertszeit des betrachteten Radioisotops. Ist das Zeitintervall t_m wesentlich kleiner als die Halbwertszeit $t_{1/2}$ und N_0 hinreichend groß, läßt sich die Unsicherheit der im Meßintervall t_m gemessenen Zerfallsereignisse N_0 durch die Poisson-Verteilung charakterisieren /6/. Damit kann auf eine einfache Weise die zu erwartende Varianz σ_S^2 einer Anzahl von Messungen mit Zeitintervallen t_m berechnet werden, denn es ist /6/

$$\sigma_S^2 = N_0 \quad [3.3]$$

Betrachtet man den Mittelwert N_0 als das erwartete Signal S und die Wurzel aus der Varianz als überlagertes Rauschen R , läßt sich das Verhältnis

$$\frac{S}{R} = \frac{N_0}{\sigma_S} = \frac{N_0}{\sqrt{N_0}} = \sqrt{N_0} \quad [3.4]$$

als "spezifisches Signal-/Rauschverhältnis" der zu messenden Strahlung in einer anschaulichen Weise deuten.

Bei einer gegebenen Rate $X_1 = N_1 / s$ ergibt sich der Zusammenhang zwischen Meßzeit und Signal- / Rauschverhältnis zu

$$\frac{S}{R} = \frac{N(t_m)}{\sqrt{N(t_m)}} = \sqrt{N_1 \cdot t_m / s} \quad [3.5]$$

Der Kehrwert des Signal- / Rauschverhältnisses kann als statistischer Fehler F_R der betrachteten Größe angesehen werden. Er bezeichnet wiederum ein Toleranzband um den wahren Wert, jedoch liegt der angezeigte Wert M' nur mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 68 % innerhalb des Toleranzbereichs $M \cdot (1 \pm F_R)$. Die Wahrscheinlichkeit w , den angezeigten Wert innerhalb eines bestimmten Toleranzbandes zu finden, läßt sich durch die Wahl der Breite des Toleranzbandes beeinflussen. Der Zusammenhang zwischen w und der Breite $B \cdot \sigma_S$ des Toleranzbandes ist in Abb. 3.1.1 dargestellt.

Da die Forderung nach einer höheren Wahrscheinlichkeit für das Einhalten einer bestimmten Fehlergrenze gleichbedeutend ist mit der Verkleinerung der Fehlergrenze bei geringerer Wahrscheinlichkeit, diese einzuhalten, läßt sich immer für jede Kombination von Fehlergrenze F_R' und Wahrscheinlichkeit w ein erforderliches Signal- / Rauschverhältnis des Meßsignals S bestimmen. Es ist

$$\frac{S'}{R} = \frac{S}{R} \cdot (B \cdot \sigma_S)(w) \quad [3.6]$$

Deshalb wird im weiteren das Signal- / Rauschverhältnis als Maß der "Meßgenauigkeit" verwendet. Es ist zu bedenken, daß der bisher betrachtete Fehler sich auf die Messung der Strahlung bezog. Tatsächlich ist aber der zu erwartende Fehler der Meßgröße, nämlich der Dicke oder Dichte des Meßobjekts, von Interesse. Da das Signal- / Rauschverhältnis am Detektorausgang eine leicht meßbare Größe ist, wird im folgenden Abschnitt der Zusammenhang zwischen der Genauigkeit der Meßgröße und dem Signal- / Rauschverhältnis der Detektorausgangsspannung hergestellt.

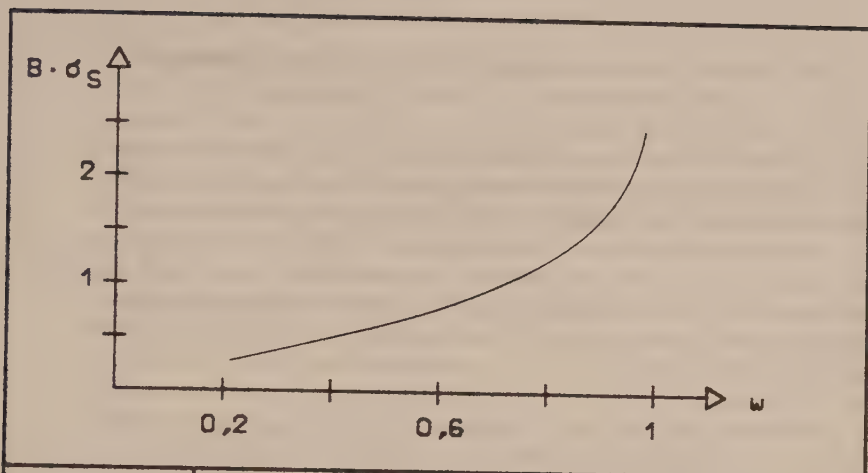


Abb. I.
3.1.1

Breite B des Toleranzbandes in Abhängigkeit von der Wahrscheinlichkeit w

1.3.2 Einfluß der Quantenenergie und Aktivität des Strahlers auf die Meßgenauigkeit

Die Funktion des Absorptionsmeßverfahrens beruht auf der Messung der Auswirkungen von Wechselwirkungen der Strahlung mit dem Meßobjekt. Die erreichbare Meßgenauigkeit wird also um so größer sein, je mehr Wechselwirkungen mit dem Material stattfinden, d.h. also, je stärker die Strahlungsabsorption im Material ist. Andererseits wird aber das Meßsignal bei zunehmender Absorption immer kleiner, wodurch sich dessen Signal- / Rauschverhältnis verringert, die Genauigkeit also reduziert wird.

Ausgehend von der ohne Meßobjekt im Detektor gemessenen Rate $X_0 = N_0 / t_m$ ergibt sich die Dicke d des Meßobjekts bei fester Dichte ρ zu

$$d = - \frac{1}{\mu(E)} \ln \frac{N}{N_0} \quad [3.6]$$

Die Dickenänderung Δd bezogen auf die Änderung der Anzahl der mit Meßobjekt gemessenen Quanten ΔN ist

$$\frac{\Delta d}{\Delta N} = - \frac{1}{\mu(E)} \cdot \frac{1}{N} \quad [3.7]$$

Mit $N / \Delta N = \sqrt{N}$ erhält man die "Genauigkeit" der Dicke:

$$\frac{d}{\Delta d} = \mu(E) \cdot d \cdot \sqrt{N} = \mu(E) \cdot d \cdot \sqrt{N_0 \cdot e^{-\mu(E)d}} \quad [3.8]$$

Diese Funktion hat ein Maximum an der Stelle $\mu_{(E)} \cdot d = 2$. Da $\mu_{(E)}$ von der Quantenenergie des Strahlers und vom Material abhängt, ist es prinzipiell immer möglich, für eine bestimmte Nenndicke d und ein bestimmtes Material eine günstigste Quantenenergie zu wählen. Abb. 3.2.1 zeigt den Verlauf der Funktion [3.8] für verschiedene Quantenenergien E und den Schwächungskoeffizienten $\mu_{(E)}$ von Stahl. Die Kurven sind auf ihren jeweiligen Maximalwert normiert.

Für die technische Nutzung stehen jedoch nur wenige Radioisotope mit geeigneten Quantenenergien zur Verfügung. Abb. 3.2.2 zeigt den normierten Verlauf der Genauigkeit $d / \Delta d$ in Abhängigkeit von der Dicke d für einige gängige Metalle bei Verwendung von ^{241}Am und ^{137}Cs .

Benutzt man das in Kapitel 1.3.1 eingeführte Signal-/ Rauschverhältnis des Detektorsignals zur Beschreibung der Genauigkeit der Dickenmessung, ergibt sich an der günstigsten Stelle ($\mu_{(E)} \cdot d = 2$) :

$$\frac{d}{\Delta d} = 2 \cdot \frac{S}{R} \quad [3.9]$$

Das Signal- / Rauschverhältnis am Detektor und damit die maximal erreichbare Genauigkeit der Dickenmessung hängt von der Rate $X = N / t_m$ und damit von der Aktivität des Strahlers ab (Gleichung [3.8]). Sie ist proportional zur Wurzel der Aktivität, wenn alle anderen Parameter der Meßanlage unverändert bleiben.

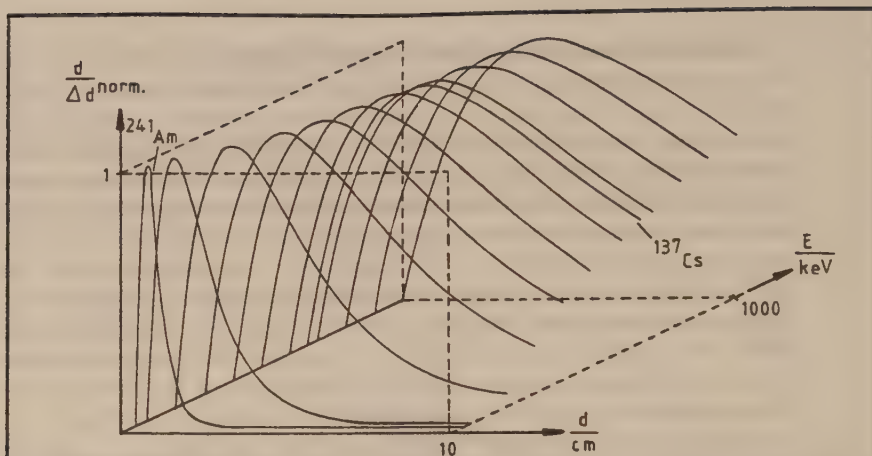


Abb. I.
3.2.1

Relative Genauigkeit der Dickenmessung
von Stahl in Abhängigkeit von d und E

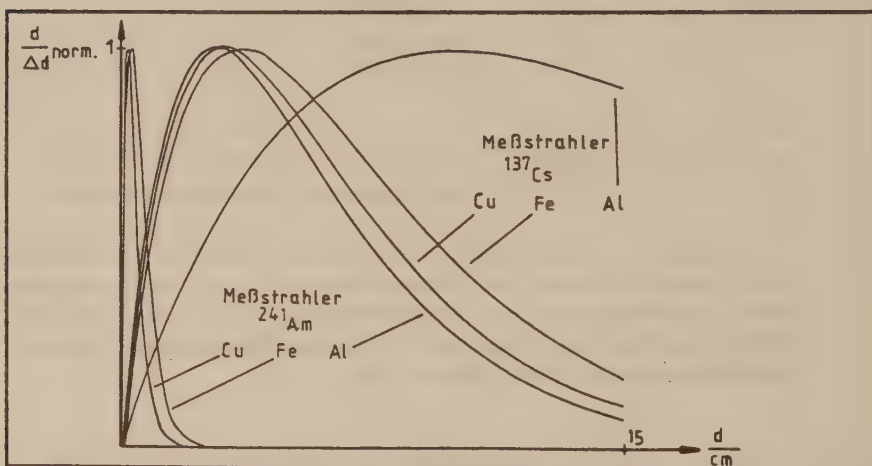


Abb. I.
3.2.2

Relative Genauigkeit der Dickenmessung
für einige Metalle und Strahlenquellen

1.3.3 Einfluß des Absorptionsverhaltens des Detektors auf die Meßgenauigkeit

Im Detektor treten mehrere Effekte auf, die die Meßgenauigkeit eines Meßsystems zusätzlich verringern. Das Absorptionsverhalten und die optischen Eigenschaften des Szintillators führen zu weiteren statistischen Fehlern, die Temperatur- und Zeitabhängigkeit des Detektorausgangssignals ergeben eine Art systematischen Fehler. Letzterer wird durch das im Teil III beschriebene neuartige Stabilisierungssystem unterdrückt, das die Hauptzielsetzung dieser Arbeit darstellt. In diesem Kapitel sollen die wesentlichen Effekte untersucht werden, die den statistischen Fehler vergrößern.

Zur Realisierung des Systems wird aus fertigungstechnischen Gründen ein Plastiksztintillator eingesetzt, so daß die folgenden Betrachtungen sich ausschließlich mit Plastiksztintillatoren beschäftigen. Aufgrund der sehr niedrigen Ordnungszahl $Z = 6$ des Kohlenstoffs, neben Wasserstoff das dominierende Element in Plastiksztintillatoren, werden Gamma-Quanten mit Energien $E > 50$ keV in Plastiksztintillatoren praktisch nur durch Compton-Wechselwirkungen beeinflußt. Als Folge eines Wechselwirkungsereignisses wird ein Rückstoßelektron erzeugt, dessen Energie von der Einfallenergie des Quants und dem Streuwinkel abhängt. Da prinzipiell alle Streuwinkel möglich sind, ergibt sich ein kontinuierliches Energiespektrum der Rückstoßelektronen von Null bis zu einer maximalen Energie, die durch einen Streuprozess übertragen werden kann (s. Kapitel 1.2).

Theoretisch ist natürlich bei ausreichender Größe des Szintillators die vollständige Absorption des Quants durch eine Folge von Compton-Streuprozessen und, nachdem das gestreute Quant schließlich eine ausreichend niedrige Energie besitzt, anschließendem Fotoeffekt denkbar. Allein die Wahrscheinlichkeit, daß ein Quant mit der Anfangsenergie von 660 keV (^{137}Cs) in einem Plastiksztintillator der hier vorgesehenen Größe ($l \approx 200$ mm) zweimal gestreut wird, ist schon vernachlässigbar klein, so daß ein Quant maximal die bei einem Streuereignis maximal mögliche Energie an ein Rückstoßelektron abgibt.

Das hat zur Folge, daß trotz monoenergetischer Einstrahlung am Ausgang des Fotoempfängers Pulse mit unterschiedlichem Ladungsinhalt auftreten. Während man bei Detektoren im Impulsbetrieb im Prinzip alle auftretenden Pulse ungeachtet ihrer Ladung zählen kann, ist die Streuung der Ladungsinhalte bei integral messenden Systemen nicht zu unterdrücken und führt zu einer Verschlechterung des Signal- / Rauschverhältnisses der Detektorausgangsspannung.

Die Form der Verteilungsfunktion für die auf die Rückstoßelektronen übertragene Energie hängt von der Energie der einfallenden Gamma-Quanten ab [7]. Die sich tatsächlich am Detektorausgang ergebende Verteilung der Ladungsinhalte wird zusätzlich von den optischen Eigenschaften des Szintillators beeinflusst. Besonders bei großen Szintillatoren ergeben sich trotz gleicher Energie der Rückstoßelektronen Unterschiede in der Pulsladung in Abhängigkeit vom Ort der Wechselwirkung im Szintillator.

Eine Berechnung der Verteilung kann bestenfalls Anhaltswerte liefern, da der tatsächliche Einfluß aller Parameter kaum abzuschätzen ist. Eigene Messungen an verschiedenen Detektoren mit Plastiksztintillatoren haben ergeben, daß die Annahme einer Gleichverteilung der Ladungen zwischen Null und einem Maximalwert $Q_{\max}$ eine ausreichend gute Näherung zur Abschätzung des Signal- / Rauschverhältnisses der Detektorausgangsspannung darstellt.

Für die Berechnung (s. Anhang) wird von einem zeitabhängigen Poisson-Impuls-Prozeß ausgegangen. Die Amplituden der einzelnen Pulse variieren zusätzlich in der Form einer Gleichverteilung. Als Ergebnis der Rechnung ergibt sich ein zu erwartendes Signal-/ Rauschverhältnis der Detektorausgangsspannung

$$\frac{S}{R} = \frac{S}{R} \cdot \sqrt{\frac{3}{4}} \quad [3.10]$$

Das Signal- / Rauschverhältnis des integral messenden Detektors wird somit nur um etwa 1.3 dB schlechter sein als das eines Detektors im Impulsbetrieb.

Die mechanischen Abmessungen von Detektoren können nicht beliebig groß sein. Eine endliche Länge l des Szintillators in Strahlrichtung hat aber zur Folge, daß abhängig von der Quantenenergie E und dem Schwächungskoeffizienten $\mu_{Sz}(E)$ des Szintillators ein Teil der einfallenden Quanten den Detektor ohne Wechselwirkung passiert. Es wird also nur eine geringere Rate im Detektor gemessen, als tatsächlich vorhanden. Diese "effektive Rate" X_e beträgt

$$X_e = X \cdot (1 - e^{-\mu_{Sz}(E) \cdot l}) \quad [3.11]$$

Ein weiterer statistischer Fehler tritt bei der Generierung der Fotoelektronen im Fotovervielfacher auf. Er ist von der Anzahl der im Mittel durch einen Szintillationslichtpuls erzeugten Fotoelektronen abhängig und läßt sich ebenfalls durch die Poisson-Verteilung beschreiben. Bei jedem Lichtpuls werden jedoch eine so große Anzahl von Fotoelektronen erzeugt, daß insbesondere bei der integralen Messung von hochenergetischer Strahlung das Rauschen des Ausgangssignals auf Grund der statistischen Schwankungen der Fotoelektronen gegenüber dem durch die zeitlichen Schwankungen des Eintreffens der Gamma-Quanten erzeugten Rauschen vernachlässigbar ist.

Das letztendlich am Detektorausgang meßbare Signal- / Rauschverhältnis ergibt sich aus der Überlagerung der schon vor dem Detektor vorhandenen statistischen Streuung der Meßstrahlung mit den zusätzlich im Detektor auftretenden Effekten. In den meisten praktischen Anwendungen sind diese ausreichend klein, so daß das Signal- / Rauschverhältnis am Detektorausgang im wesentlichen von der Strahlungsstatistik bestimmt wird.

II

Konversionsfaktor - Stabilisierung für integral messende Szintillationsdetektoren in radiometrischen Meßsystemen

Konversionsfaktor - Stabilisierung

II.1.1 Prinzip der Konversionsfaktor - Stabilisierung

Der für das Meßsignal wirksame Konversionsfaktor k_m eines realen Detektors ist wegen der optischen Eigenschaften des Szintillators und des Verhaltens des Fotovervielfachers temperatur- und zeitabhängig. Eine Änderung des Konversionsfaktors führt zu einem Fehler der Detektorausgangsspannung, der der Konversionsfaktoränderung direkt proportional ist.

Um die Auswirkungen dieser Fehlereinflüsse zu beseitigen, werden Konversionsfaktor - Stabilisierungssysteme eingesetzt. Ziel der Stabilisierungssysteme ist es, durch Messung des aktuellen Konversionsfaktors eine Korrekturgröße KF zu finden, mit deren Hilfe der Einfluß der Konversionsfaktoränderung eliminiert werden kann.

Die Konversionsfaktor-Stabilisierung ist gleichermaßen für Detektoren im Impulsbetrieb wie für integral messende Detektoren erforderlich. Für pulsmessende Detektoren sind seit langem Stabilisierungsverfahren bekannt. Die Höhe eines Pulses am Detektorausgang ist über den Konversionsfaktor von der Energie des gemessenen Quants abhängig. Baut man einen Referenzstrahler mit bekannter Quantenenergie (oder Teilchenenergie, wenn kein Gamma-Strahler verwendet wird) in den Detektor ein, können die vom Referenzstrahler erzeugten Pulse zur Konversionsfaktor-Stabilisierung benutzt werden, wenn der Konversionsfaktor des Detektors so korrigiert wird, daß die resultierende Pulshöhe des Referenzstrahlers einem vorgegebenen Sollwert entspricht.

Es sind auch Verfahren bekannt, die ohne Referenzstrahler auskommen. So ist es beispielsweise möglich, das Amplitudenspektrum der Pulse des Meßstrahls zur Stabilisierung zu verwenden, da ein veränderter Konversionsfaktor nur den Proportionalitätsfaktor zwischen der Pulshöhe und der zugehörigen Quantenenergie verändert, nicht aber die Form des Spektrums. Die Stabilisierung erfolgt so, daß über die Korrektur des Konversionsfaktors bestimmte signifikante Teile des Spektrums ihre absoluten Pulsamplituden nicht verändern.

Alle Verfahren, die zur Stabilisierung des Konversionsfaktors die Information über die Energie der Strahlung benötigen, sind bei integral messenden Systemen nicht einsetzbar, da in deren Ausgangssignalen keine im oben beschriebenen Sinn auswertbare Energieinformation vorhanden ist.

Der Konversionsfaktor k eines integral messenden Szintillationsdetektors ist definiert als das Verhältnis der Ausgangsspannung U_a des Detektors zu der Anzahl N der detektierten Quanten der Energie E am Ende des Meßintervalls t_m .

$$k = \frac{U_a(t_m)}{N(t_m)} \quad [1.1]$$

Bei gegebener Zahl N hängt die Ausgangsspannung U_a von der Energie E der Quanten, dem Absorptionsverhalten des Szintillators und der optischen Empfindlichkeit des Fotoempfängers ab. $N(t_m)$ ergibt sich aus der effektiven Rate X_e zu

$$N(t_m) = X_e \cdot t_m \quad [1.2]$$

Die Bestimmung des wirksamen Konversionsfaktors k_m erfolgt indirekt durch Messung einer bekannten Rate X_r innerhalb eines "Referenzzeitintervalls" t_r . Es ergibt sich allgemein als Ausgangsspannung am Ende des Referenzintervalls t_r

$$U_r(t_r) = X_r \cdot k_r \cdot t_r = N_r \cdot k_r \quad [1.3]$$

X_r ist die effektive Rate des Referenzstrahls, k_r der für den Referenzstrahl wirksame Konversionsfaktor. Es ist also

$$k_r = \frac{U_r(t_r)}{N_r(t_r)} \quad [1.4]$$

Im allgemeinen ist $k_r \neq k_m$. Nur bei gleicher Quantenenergie von Meß- und Referenzstrahl und gleicher Strahlungsgeometrie ist $k_r = k_m$. Wird für die Referenz ein Strahler unterschiedlicher Quantenenergie verwendet oder wird die Referenz unter anderen geometrischen Verhältnissen als der Meßstrahl in den Detektor eingestrahlt, kann man das Verhältnis k_m / k_r für einen gegebenen Detektor bestimmen, indem man eine Kalibriermessung mit bekannten Raten X_m und X_r durchführt. Es ist dann

$$\frac{k_r}{k_m} = \frac{U_r(t_{Kal})}{U_m(t_{Kal})} \cdot \frac{X_m}{X_r} \quad [1.5]$$

Dieses Verhältnis ist bei einer vorgegebenen Meßanlage durch eine einmalige Messung bestimmbar. Werden die Parameter der Anlage nicht verändert (Strahler, Geometrie), ist auch das Verhältnis k_r / k_m konstant.

Eine besondere Eigenschaft der hier vorgestellten Stabilisierungsverfahren ist es, daß der wirksame Konversionsfaktor k_d des Detektors im Prinzip frei wählbar ist, da das korrigierte Meßsignal U_M durch Multiplikation der Detektorausgangsspannung U_a mit einem Korrekturfaktor KF gebildet wird. Mit dem gewählten Konversionsfaktor k_d ergibt sich der Korrekturfaktor KF zu

$$KF = \frac{k_d}{k_r} = \frac{k_r}{k_m} \quad [1.6]$$

Durch Multiplikation der Detektorausgangsspannung U_a mit dem Korrekturfaktor KF ergibt sich der Meßwert U_M

$$U_M(t_m) = U_a \cdot KF = N_m \cdot k_m \cdot \frac{k_d}{k_r} \cdot \frac{k_r}{k_m} = N_m \cdot k_d \quad [1.7]$$

II.1.2 Stabilisierungssysteme für Meßsignale mit eingeschränktem Zeit- oder Frequenzbereich

Es sind für integral messende Szintillationsdetektoren zwei Verfahren bekannt, die mit Einschränkungen die Bestimmung des wirksamen Konversionsfaktors k_m ermöglichen. Das erste verlangt eine Einschränkung des Meßsignals im Zeitbereich, das zweite eine Einschränkung im Frequenzbereich.

1. Referenz mit Volleinstrahlintervallen

Dieses Verfahren ist "Stand der Technik" und ergibt sich quasi als "Nebeneffekt" einer konkreten Meßaufgabe. Eine Anwendung radiometrischer Meßsysteme ist die Dickenmessung von relativ kurzen Stahlbändern. Dabei entsteht eine "Meßzeit" während des Durchlaufs eines Bandes und ein "Referenzintervall" zwischen zwei Bändern, in dem der Detektor die maximale Rate des in der Meßanlage vorhandenen Strahlers messen kann.

Dieser wohldefinierte Wert kann als Referenzgröße X_r zur Bestimmung des Korrekturfaktors KF verwendet werden. Referenz- und Meßstrahl entstammen derselben Quelle, somit ist $k_m = k_r$. Da die Rate X_r der im Referenzintervall t_r gemessenen Quanten am Detektor die größtmögliche überhaupt ist, erreicht der Referenzstrahl zur Bestimmung des Korrekturfaktors KF das größtmögliche "spezifische Signal- / Rauschverhältnis" des Meßstrahls.

Dieses einfache Verfahren hat aber wesentliche Nachteile. Da die Referenzmessung Zeit benötigt, steht diese nicht mehr für die eigentliche Meßaufgabe zur Verfügung. Ist ein großes Referenzintervall zur genauen Bestimmung des wirksamen Konversionsfaktors k_r erforderlich, können die notwendigen Mindestzeiten für die Abstände zwischen zwei Bändern zur Verlangsamung der Produktion führen.

Weiterhin bestehen Beschränkungen in der Zeit, in der ununterbrochen gemessen werden kann. Da während der Meßzeit keine Konversionsfaktorstabilisierung möglich ist, muß die Zeit kurz genug sein, um dafür eine ausreichende Konstanz des Konversionsfaktors k_m sicherstellen zu können; ein Band darf also nicht beliebig lang sein. Das Verfahren ist also kein Stabilisierungssystem in dem Sinne, daß ständig parallel zur Messung der Konversionsfaktor kontrolliert und das Meßsignal korrigiert wird.

Bei der Dickenmessung von "Endlosbändern" oder der Dichtermessung von Medien in Rohrleitungen ist das Verfahren nicht direkt anwendbar. Als Behelf wird eine mechanische Verschiebung des Strahlers und Detektors über den Rand des Bandes oder Rohres zur Erzeugung von Volleinstrahlintervallen eingesetzt. Diese Maßnahme führt jedoch zu unerwünschten Ausfallzeiten bei der Messung.

2. Referenz mit zusätzlichem Strahler /10/

Dieses Verfahren beruht auf dem Einsatz eines zweiten Strahlers als Referenzstrahler hinter dem Meßgut (normalerweise direkt im Detektor). Da in diesem Fall der Referenzstrahl dem Meßstrahl überlagert ist, muß dafür gesorgt werden, daß Meß- und Referenzsignal am Detektorausgang wieder voneinander getrennt werden können. Abb. 1.2.1 zeigt schematisch die Funktion des Systems.

Voraussetzung für das Verfahren ist eine beschränkte Signalbandbreite f_g des Meßstrahls. Unter dieser Voraussetzung läßt sich ein in der Rate X_r mit der Frequenz $f_0 > f_g$ modulierter Referenzstrahl dem Meßstrahl überlagern. Am Ausgang des Detektors werden die durch Meß- und Referenzstrahl erzeugten Spannungen U_a und U_r durch Filterung wieder getrennt.

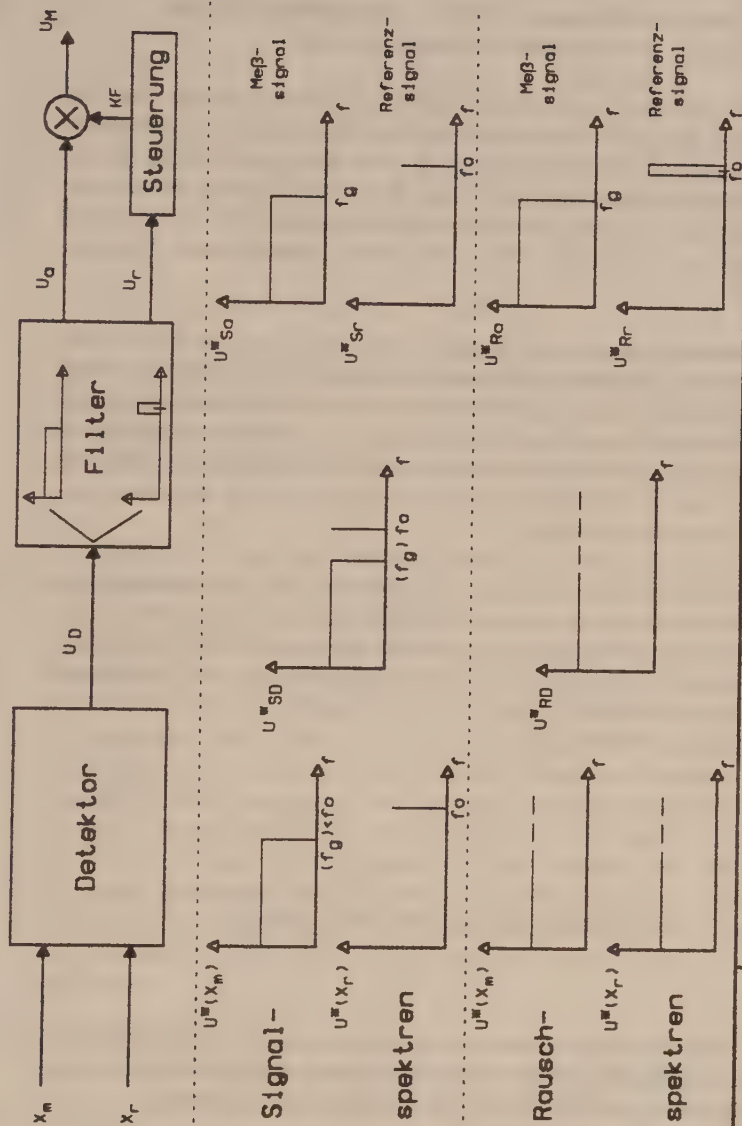
Bei linearem Verhalten des Detektors enthält die Amplitude der Referenzspannung U_r der Frequenz f_0 die Information über den Konversionsfaktor k_r . Über das bekannte Verhältnis k_r / k_m (abhängig vom verwendeten Meß- und Referenzstrahler) läßt sich wieder der Korrekturfaktor KF berechnen.

Dieses Verfahren hat aber ebenfalls wesentliche Nachteile. Die Trennbarkeit von Meßsignal und Referenzsignal im Frequenzbereich ist nur dann gegeben, wenn sich die Signalspektren von Meß- und Referenzstrahl nicht überlagern. Es ist nicht möglich, radioaktive Strahlung in Abhängigkeit von der Änderungsgeschwindigkeit der Rate zu filtern, um die Bandbreite des Meßstrahls vor der Summierung von Meß- und Referenzstrahl im Szintillator zu begrenzen. Die Signalgrenzfrequenz f_g muß sich also als Grenze infolge der gegebenen physikalischen Eigenschaften des gesamten Systems ergeben (z.B. Geometrie, Walzenoberfläche, Bandgeschwindigkeit usw. bei Walzanlagen). Signalkomponenten mit der Frequenz f_0 , beispielsweise durch Welligkeiten im Meßgut, machen die Bestimmung des Konversionsfaktors unmöglich.

Durch die Einkoppelung eines Referenzstrahls in den Detektor entsteht eine zusätzliche Rauschkomponente U_{Rr} im Ausgangssignal. Abb. 1.2.1 zeigt, daß sich die Spektren der Rauschkomponenten U_{Rm} des Meßstrahls und U_{Rr} des Referenzstrahls völlig überlagern. Dadurch verschlechtert sich das Signal- / Rauschverhältnis des Meßsignals gegenüber einer gleichen Detektoranordnung ohne Referenzstrahler, weil die Detektorausgangsspannung untrennbar den Rauschanteil des Referenzstrahlers enthält.

Ein weiterer Nachteil liegt darin, daß die Genauigkeit der Messung der Referenzspannung U_r durch das Rauschen des Meßsignals verringert wird. Hierbei ist besonders störend, daß bei Vergrößerung des Meßsignals dessen Signal- / Rauschverhältnis wächst, die Amplitude des Referenzsignals aber durch die absolute Zunahme des Meßsignalrauschens nur mit zunehmender Ungenauigkeit gemessen werden kann. Als Folge davon ergibt sich eine steigende Unsicherheit des Korrekturfaktors KF , mit dem das Ausgangssignal U_m des Detektors multipliziert wird. Dadurch wird das Signal- / Rauschverhältnis des Meßsignals durch die Multiplikation mit KF weiter verkleinert. Das Verfahren ist also für hochgenaue Meßanlagen ungeeignet.

Das Problem der Vergrößerung des Rauschens im korrigierten Meßsignal U_M tritt prinzipiell bei allen Systemen auf, bei denen der Korrekturfaktor KF selbst mit einem statistischen Fehler behaftet ist. Dies ist sowohl beim ersten hier vorgestellten System der Fall, als auch beim zweiten. Ein besonderer Nachteil des zweiten Systems ist, daß zusätzlich zum Eigenrauschen des Referenzstrahlers das signalabhängige Rauschen des Meßstrahls die Unsicherheit des Korrekturfaktors KF weiter vergrößert. Im folgenden Kapitel wird untersucht, welches Signal- / Rauschverhältnis sich für das Produkt (U_M) zweier Signale (Detektorausgangsspannung und Korrekturfaktor) mit bekannten Signal- / Rauschverhältnissen ergibt.



Konversionsfaktor - Stabilisierungssystem
mit moduliertem Referenzsignal

Abb. II.
1.2.1

II.1.3 Einfluß der Konversionsfaktor - Stabilisierung auf das Signal- / Rauschverhältnis des Meßwerts

Das Prinzip der Konversionsfaktor-Stabilisierung beruht auf der Messung des aktuellen Konversionsfaktors mittels eines Referenzstrahls der Quantenrate X_r und der Berechnung einer Korrekturgröße KF für die Detektorausgangsspannung U_a . Da als Referenzgröße eine Strahlungsquelle verwendet wird, ist die Messung des Referenzwertes U_r in der im Kapitel I.3.1 beschriebenen Weise mit einem statistischen Meßfehler behaftet.

Zur Charakterisierung der Meßgenauigkeit von U_r eignet sich wieder das im Kapitel I.3.1 eingeführte Signal- / Rauschverhältnis. Bei hinreichend großen Werten des Signal- / Rauschverhältnisses der Referenzspannung läßt sich dieses direkt auch dem aus der Referenzspannung berechneten Korrekturfaktor KF als Maß für die Genauigkeit zuordnen. Die Meßgröße $U_M = KF \cdot U_a$ entsteht also als Produkt zweier Größen mit bekannten Signal- / Rauschverhältnissen.

Durch den Zeitversatz zwischen der Messung der Referenzspannung und der daraus folgenden Korrektur der Detektorausgangsspannung U_a beim ersten Verfahren bzw. durch die Demodulation des Referenzsignals beim zweiten Verfahren sind die Rauschanteile von U_a und KF statistisch voneinander unabhängig. Somit gilt für die Erwartungswerte der Signal- (S) und Rauschprodukte (R)

$$E(S_{U_a} \cdot S_{KF}) = E(S_{U_a}) \cdot E(S_{KF})$$

$$E(R_{U_a} \cdot R_{KF}) = E(R_{U_a}) \cdot E(R_{KF})$$

Als Ergebnis der Rechnung (siehe Anhang) ergibt sich näherungsweise für hinreichend große Signal- / Rauschverhältnisse der beiden Ausgangsgrößen das Signal- / Rauschverhältnis des Produkts:

$$\left[\frac{S}{R} \right]_{U_M} \approx \frac{\left[\frac{S}{R} \right]_{U_a}^2 + \left[\frac{S}{R} \right]_{KF}^2}{\left[\frac{S}{R} \right]_{U_a}^2 + \left[\frac{S}{R} \right]_{KF}^2}^{\frac{1}{2}} \quad [1.8]$$

Bei der Anwendung dieser Formel ist besonders darauf zu achten, daß in die Größen der Signal- / Rauschverhältnisse das Rauschen nur mit dem Effektivwert, nicht aber mit der spektralen Verteilung eingeht. Bei der hier besprochenen Anwendung ist jedoch zusätzlich die Kenntnis der spektralen Verteilung notwendig, weil die Referenzzeitintervalle t_r normalerweise sehr viel länger sind als die Meßzeitintervalle t_m .

Dadurch enthält der Korrekturfaktor hauptsächlich niederfrequente Rauschkomponenten, die nach der Multiplikation von U_a mit KF zu einer Überhöhung des Rauschspektrums des Meßsignals bei niedrigen Frequenzen führt. Abb. 1.3.1 zeigt den typischen Verlauf der Rauschspannungsdichte des Meßwerts U_M in Abhängigkeit von der Frequenz.

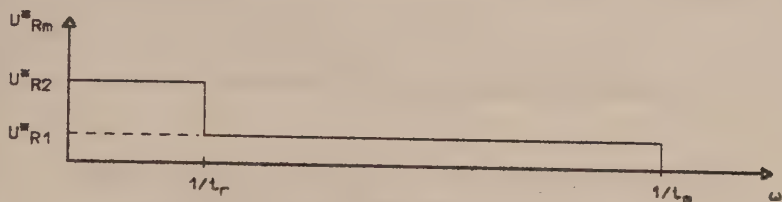
Stützwerte des Verlaufs der Kurve lassen sich recht gut mit der angegebenen Formel abschätzen, wenn zunächst das Signal- / Rauschverhältnis des Meßsignals $(S/R)_{U_a}$ auf die Referenzsignalbandbreite $(S/R)_{U_a}$ umgerechnet wird. Auf diese Weise erhält man zwei Signal- / Rauschverhältnisse $(S/R)'_{U_a}$ und $(S/R)'_{U_r}$, die von zwei Signalen mit gleichen spektralen Rauschspannungsdichten stammen. Somit kann man nach der Berechnung des Produktes $(S/R)'_{UM}$ mit der angegebenen Formel direkt wieder auf die spektrale Rauschspannungsdichte zurückschließen.

Das neu berechnete Signal- / Rauschverhältnis $(S/R)'_{UM}$ liefert einen Stützwert für die innerhalb der Referenzsignalbandbreite durch die Korrektur auftretende Überhöhung der spektralen Rauschspannungsdichte U_{R2}^* des korrigierten Meßsignals U_M . Das Verhältnis

$$\frac{(S/R)'_{U_a}}{(S/R)'_{U_M}}$$

ist gleich dem Verhältnis der niederfrequenten Rauschspektralanteile U_{R2}^* zu den höherfrequenten U_{R1}^* . Abb. 1.3.1 enthält hierzu eine Beispielrechnung.

Sowohl das durch den Referenzstrahler zusätzlich dem Meßsignal überlagerte Rauschen als auch die Überhöhung des niederfrequenten Rauschanteils durch die Korrektur der Detektorausgangsspannung U_a sind neben den für das Meßsignal vorhandenen Einschränkungen wesentliche Nachteile der bekannten Verfahren. Die niederfrequente Rauschüberhöhung ist prinzipiell nicht zu vermeiden, da der Korrekturfaktor K_F aus einer statistisch streuenden Größe berechnet wird. Wohl aber ist es denkbar, die zusätzliche Abhängigkeit des Signal-/ Rauschverhältnisses von K_F von der momentanen Größe der Meßstrahlung und das direkte Einkoppeln des Referenzsignalrauschens in das Meßsignal durch ein völlig neues Stabilisierungssystem zu unterdrücken.



Prinzipieller Verlauf der Rauschspannungsdichte von U_M

Beispiel für die Berechnung von U_{R2}^*/U_{R1}^*

1. Berechnung von $(S/R)'_{Ua}$

$$\left(\frac{S}{R}\right)'_{Ua} = \left(\frac{S}{R}\right)_{Ua} \cdot \sqrt{\frac{t_r}{t_m}}$$

2. Berechnung von $(S/R)'_{UM}$

$$\left(\frac{S}{R}\right)'_{UM} = \sqrt{\frac{\left(\frac{S}{R}\right)'_{Ua}{}^2 \cdot \left(\frac{S}{R}\right)'_{KF}{}^2}{\left(\frac{S}{R}\right)'_{Ua}{}^2 + \left(\frac{S}{R}\right)'_{KF}{}^2}}$$

3. Berechnung von U_{R2}^*/U_{R1}^*

$$\frac{U_{R2}}{U_{R1}} = \frac{\left(\frac{S}{R}\right)'_{Ua}}{\left(\frac{S}{R}\right)'_{UM}} = \sqrt{1 + \frac{\left(\frac{S}{R}\right)'_{Ua}{}^2}{\left(\frac{S}{R}\right)'_{Ur}{}^2}}$$

Abb. II.
1.3.1

Abschätzung des Verlaufs
der Rauschspannungsdichte von U_M

III

Neues Zweikanal-Konversionsfaktor-Stabilisierungsverfahren

III.1

Zweikanal-Konversionsfaktor-Stabilisierung

III.1.1 Funktion des neuen 2-Kanal-Konversionsfaktor - Stabilisierungsverfahrens

Abb. II.1.2.1 hat gezeigt, daß es grundsätzlich nicht möglich ist, ein einmal im Meßwert vorhandenes Rauschen des Referenzstrahls wieder herauszufiltern. Da die Änderung des Konversionsfaktors relativ langsam abläuft, hat man aber die Möglichkeit, zwei Detektoren abwechselnd im "Meßmodus" und im "Referenzmodus" zu betreiben. Somit steht durch Umschalten des Ausgangs auf den jeweils im "Meßmodus" laufenden Kanal ständig ein vom Referenzsignalrauschen unbeeinflusster Meßwert zur Verfügung.

Durch "Abschalten" des Meßstrahls in dem Kanal, der im "Referenzmodus" läuft, kann der Einfluß des Meßsignalrauschens auf die Referenzmessung unterdrückt werden. Insbesondere bei hochenergetischer Meßstrahlung ist die "Abschaltung" aber mit hohem mechanischen Aufwand verbunden. Außerdem führt die notwendige Abschirmung der Kanäle gegeneinander zu großer räumlicher Ausdehnung des Systems.

Für die Konzeption eines neuen Stabilisierungssystems ergeben sich somit zwei grundlegende Anforderungen, die in einem Detektor mit zu bisherigen Systemen vergleichbaren mechanischen Abmessungen realisiert werden müssen:

- das Rauschen des Referenzstrahlers darf keine Störungen im Meßsignal erzeugen
- das Rauschen des Meßstrahlers darf keine Störungen bei der Messung des Referenzsignals erzeugen

Beide Anforderungen sind mit konventionell aufgebauten Szintillationsdetektoren nicht zu erfüllen. Es ist eine völlig neue Konstruktion des gesamten Detektors erforderlich. Da ein einmal im Meßsignal vorhandenes Rauschen des Referenzstrahlers nicht mehr unterdrückt werden kann, sind zwei getrennte Kanäle nötig, die abwechselnd mit dem Referenzsignal beaufschlagt werden können. Zur Unterdrückung des Meßsignalrauschens bei der Referenzmessung müssen aber die Momentanwerte

des Meßsignals in beiden Kanälen zu jeder Zeit übereinstimmen. Dann kann im Prinzip durch Subtraktion der beiden Kanäle das Referenzsignal vollständig vom überlagerten Meßsignal und damit auch von dessen Rauschen befreit werden.

Durch eine spezielle Geometrie eines Szintillators und der Anordnung von zwei Fotoempfängern an diesem Szintillator lassen sich die gestellten Forderungen im Prinzip realisieren. Die Anordnung von zwei Fotoempfängern an demselben Szintillator bewirkt unter idealisierten Voraussetzungen, daß in beiden Kanälen zu jeder Zeit dasselbe Meßsignal vorliegt. Unter Ausnutzung der Energieabhängigkeit der physikalischen Wechselwirkungseffekte zwischen der Gamma-Strahlung und dem Szintillator läßt sich erreichen, daß in kleine Bereiche vor den Fotoempfängern Referenzsignale eingeblendet werden können, die für den jeweils anderen Kanal "unsichtbar" sind. Abb. 1.1.1 zeigt schematisch den Aufbau des neuen Detektors.

An der Montageseite der Fotoempfänger am Szintillator wird mittig zwischen den beiden Fotovervielfachern eine in den Szintillator hineinreichende Abschirmwand angebracht, wodurch abhängig von der Länge ein Bereich vor jedem Fotoempfänger entsteht, der von dem jeweils anderen nicht direkt "gesehen" wird. Um zu verhindern, daß in diesen Bereichen erzeugtes Licht über Reflexionen an der den Fotoempfängern gegenüberliegenden Stirnseite des Szintillators auch in den anderen Kanal gelangt, wird eine Entspiegelung vorgesehen.

Licht im übrigen Teil des Szintillators erzeugt ein Ausgangssignal in beiden Kanälen. Wie Abb. 1.1.1 zeigt, hat man nun die Möglichkeit, vor jedem Fotovervielfacher einen Referenzstrahl X_r einzublenden. Der Meßstrahl X_m fällt von vorne in den den beiden Kanälen gemeinsamen Teil des Szintillators. Mit dieser Anordnung ist es möglich, durch geeignetes Ein- und Ausschalten der beiden Referenzsignale X_{r1} und X_{r2} die Konversionsfaktoren k_{m1} und k_{m2} unabhängig vom Meßsignal zu bestimmen.

Die nachfolgenden Rechnungen werden unter folgenden Voraussetzungen durchgeführt:

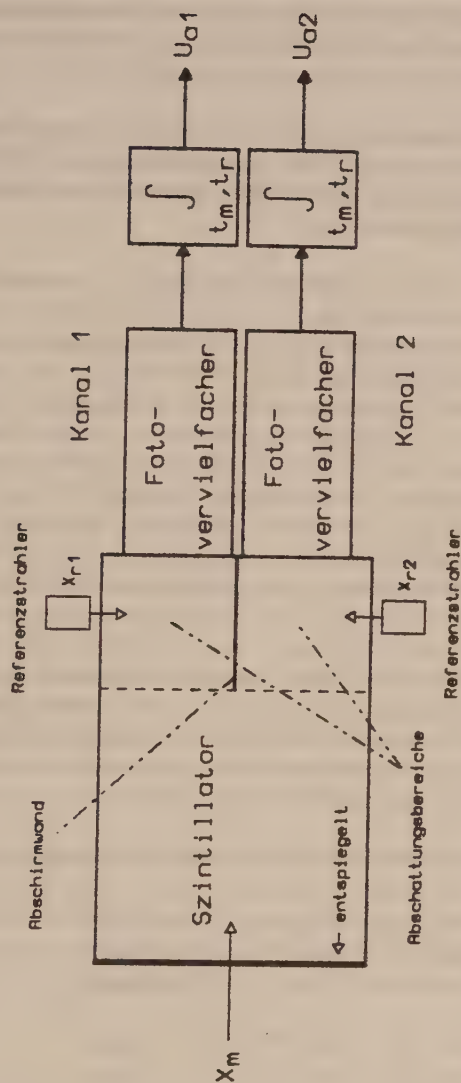


Abb. III.
1.1.1

Schematischer Aufbau des Detektors für das neue
2-Kanal-Konversionsfaktor-Stabilisierungssystem

1. Keine Reflexionen, ein Abschattungsbereich ist für den jeweils anderen Kanal unsichtbar. Wechselwirkungen der Referenzstrahler X_{r1} und X_{r2} mit dem Szintillator finden nur in den jeweiligen Abschattungsbereichen statt.
2. Bestrahlungsstärke beider Fotoempfänger im gemeinsamen Teil des Szintillators unabhängig vom Ort der Lichtquelle bei jedem Wechselwirkungsereignis gleich groß. Vollständige Absorption des Meßstrahls bis zu den Abschattungsbereichen.

Die Voraussetzung 1 hat zur Folge, daß der Strahl X_{r1} ausschließlich in Kanal 1 eine Spannung erzeugt, der Strahl X_{r2} ausschließlich in Kanal 2. Voraussetzung 2 bedeutet, daß jedes Wechselwirkungsereignis des Meßstrahls mit dem Szintillator an beide Fotoempfänger die gleiche Anzahl Lichtquanten liefert. Die dadurch erzeugten Ausgangsspannungen U_{a1} und U_{a2} sind somit nur von der Anzahl der bei einem Wechselwirkungsereignis insgesamt entstandenen Lichtquanten und der optischen Empfindlichkeit des jeweiligen Fotoempfängers abhängig. Da das in den Detektorausgangsspannungen auftretende Rauschen praktisch ausschließlich durch die zeitliche Streuung der Quanten des Meßstrahls hervorgerufen wird, sind die beiden Spannungen bis auf einen Amplitudenfaktor im Zeitverlauf gleich.

Da die Empfindlichkeiten der beiden Fotoervielfacher normalerweise nicht genau gleich sind, ergeben sich auch unter den oben gemachten Voraussetzungen unterschiedliche Konversionsfaktoren für das Meßsignal in beiden Kanälen. Demzufolge müssen beide Konversionsfaktoren k_{m1} und k_{m2} bestimmt und korrigiert werden.

Es ergeben sich folgende Kombinationen für die Ausgangssignale U_{a1} und U_{a2} :

Referenz aus:	$U_{a1} = N_m \cdot k_{m1}$	$= U_{m1}$
	$U_{a2} = N_m \cdot k_{m2}$	$= U_{m2}$

Referenz 1 ein:	$U_{a1} = N_m \cdot k_{m1} + N_{r1} \cdot k_{r1}$	$= U_{m1} + U_{r1}$
	$U_{a2} = N_m \cdot k_{m2}$	$= U_{m2}$

Referenz 2 ein:	$U_{a1} = N_m \cdot k_{m1}$	$= U_{m1}$
	$U_{a2} = N_m \cdot k_{m2} + N_{r2} \cdot k_{r2}$	$= U_{m2} + U_{r2}$

Man sieht, daß bei allen Kombinationen zumindest eine der beiden Ausgangsspannungen nur vom Meßsignal abhängt. Durch entsprechendes Umschalten ist es also möglich, ständig eine von der Referenzstrahlung unbeeinflusste Ausgangsspannung zur Verfügung zu stellen.

Für den Fall, daß kein Meßstrahl vorhanden ist ($N_m = 0$), ergibt sich für die Konversionsfaktoren k_{m1} und k_{m2}

$$k_{m1} = U_{a1} \cdot \frac{c_1}{N_{r1}}$$

$$k_{m2} = U_{a2} \cdot \frac{c_2}{N_{r2}}$$

$c_1 = k_{m1} / k_{r1}$ und $c_2 = k_{m2} / k_{r2}$ sind detektor- bzw. anlagenspezifische Konstanten, die in der im Kapitel II.1.1 dargestellten Weise durch eine einmalige Kalibriermessung ermittelt werden. Der besondere Vorteil des neuen Verfahrens liegt darin, daß keinerlei Beschränkungen für die Bandbreite des Meßsignals oder die Länge der Meßzeit bestehen. Unter idealen Voraussetzungen ist das Meßsignal frei vom Referenzsignalausrauschen, die Genauigkeit der Bestimmung des Korrekturfaktors KF ist unabhängig vom Rauschen des Meßsignals.

Bei vorhandenem Meßsignal können die Konversionsfaktoren k_{m1} und k_{m2} in zwei Schritten bestimmt werden. Da in der Praxis eine Meßstrahlung immer als vorhanden vorausgesetzt werden kann, ergibt sich zusätzlich eine wesentliche Verringerung des notwendigen Aufwands für das Stabilisierungssystem, das im nächsten Kapitel beschrieben wird.

III.1.2 Aufwandsminimales 2-Kanal-Stabilisierungssystem

Ein weiterer Vorteil ergibt sich, wenn die Rate des Meßstrahls nie für längere Zeit Null wird. Die Konversionsfaktoren beider Kanäle können dann mit nur einem Referenzstrahler in zwei Schritten bestimmt werden. Abb. 1.2.1 zeigt ein Blockschaltbild des Gesamtsystems.

Zunächst wird bei ausgeschalteter Referenz das Verhältnis der Spannungen der beiden Kanäle gemessen. Es ergibt sich der Balancefaktor b zu

$$b = \frac{U_{a1,1}}{U_{a2,1}} = \frac{k_{m1}}{k_{m2}} \quad [1.8]$$

Mit dem Faktor b ist nun die "Ungleichheit" zwischen den beiden Kanälen bekannt, daß heißt, daß bei der oben gewählten Definition die Ausgangsspannung von Kanal 2 mit b zu multiplizieren ist, um sie mit der Spannung von Kanal 1 identisch zu machen. Dadurch wird erreicht, daß bei eingeschalteter Referenz in einem der beiden Kanäle durch Subtraktion der Spannungen $b \cdot U_{a2}$ und U_{a1} immer der vom Meßsignal herrührende Anteil zu Null wird.

Dies geschieht im zweiten Schritt. Der Referenzstrahl wird zusätzlich auf einen Kanal geschaltet und die Differenz der Ausgangssignale $b \cdot U_{a2}$ und U_{a1} gebildet. Man erhält beispielsweise bei eingeschalteter Referenz im Kanal 2 (Abb. 1.2.2)

$$\begin{aligned} b \cdot U_{a2,2} - U_{a1,2} &= b \cdot (N_m \cdot k_{m2} + N_{r2} \cdot k_{r2}) - N_m \cdot k_{m1} \\ &= b \cdot N_m \cdot k_{m2} - N_m \cdot k_{m1} + \frac{b}{c_2} \cdot N_{r2} \cdot k_{m2} \\ &= k_{m2} \cdot b \cdot \frac{N_{r2}}{c_2} \end{aligned}$$

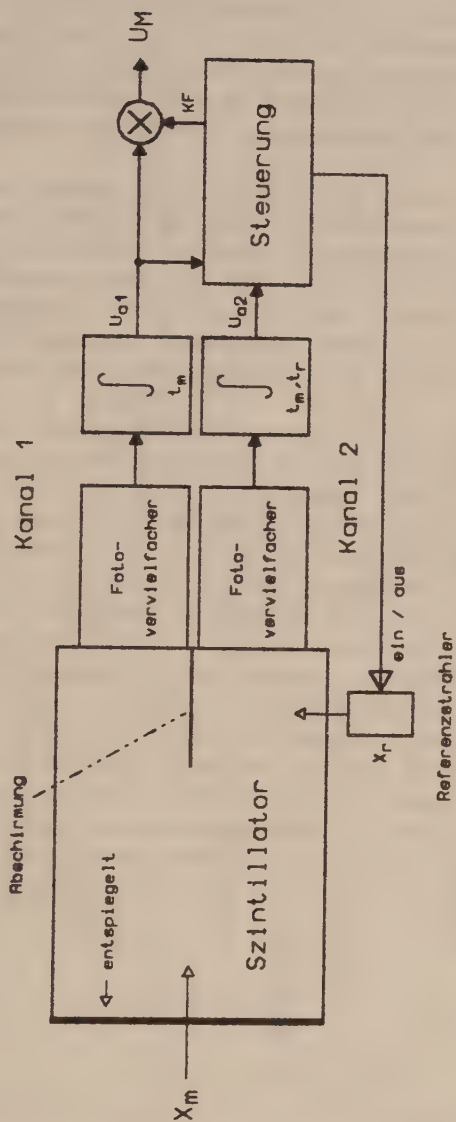
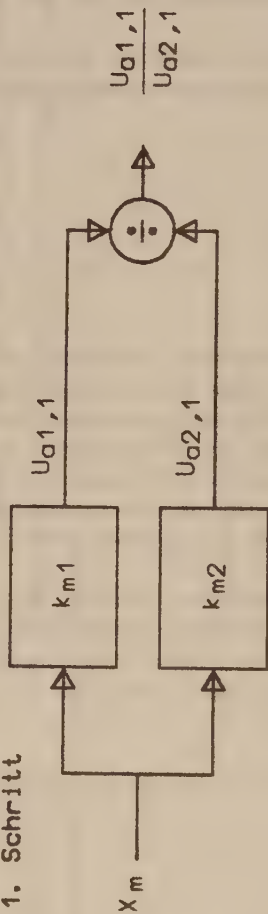


Abb. III.
1.2.1

Blockschaltbild des neuen aufwandsminimalen
2-Kanal-Konversionsfaktor-Stabilisierungssystems

1. Schritt



2. Schritt

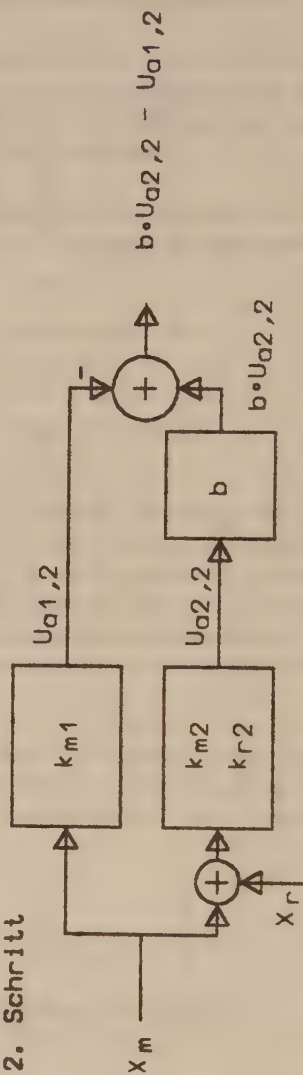


Abb. III.

1.2.2

Ermittlung der Konversionsfaktoren
 k_{m1} und k_{m2} in zwei Schritten

Mit $k_{m1} = b \cdot k_{m2}$ ist also mit einer Referenzmessung auch der Konversionsfaktor k_{m1} bestimmt. Eine Umschaltung der Ausgangsspannungen U_{a1} und U_{a2} ist nicht mehr erforderlich, da Kanal 1 ständig nur das Meßsignal liefert und die Ausgangsspannung von Kanal 2 nur zur Bestimmung des Korrekturfaktors verwendet wird.

Der Meßstrahl X_m erzeugt unter den angegebenen Voraussetzungen bei jedem Wechselwirkungsereignis mit dem Szintillator die gleiche Anzahl Lichtquanten an beiden Fotoempfängern. Durch die Quotienten- bzw. Differenzbildung der entsprechenden Ausgangsspannungen wird der Einfluß der Strahlungsstatistik des Meßstrahls auf die Berechnung des Korrekturfaktors vollständig unterdrückt. Somit wird auch kein Meßsignalrauschen bei der Bestimmung des Korrekturfaktors wirksam.

Diese Vorgehensweise zur Bestimmung des Korrekturfaktors ist auch dann noch möglich, wenn die Forderung nach gleichen Momentanwerten der Bestrahlungsstärke beider Fotoempfänger fallengelassen wird. Es reicht, wenn die Bestrahlungsstärke beider Kanäle im zeitlichen Mittel gleich ist. Dann kann z.B. der Balancefaktor b durch Mittelung von $U_{a1,1} / U_{a2,1}$ über ein Zeitintervall t_b berechnen werden. Bei der Messung der Referenzspannung U_r wird das Rauschen nun in Abhängigkeit von der Rate des Meßstrahls ebenfalls zunehmen. Das bedeutet, daß das Referenzzeitintervall t_r dem Rauschen der Meßstrahlung so angepaßt werden muß, daß die gewünschte Genauigkeit der Referenzmessung erreicht wird. Beide Effekte beeinträchtigen die Funktion des Stabilisierungssystems nicht, wenn die Gesamtzeit zur Bestimmung des Korrekturfaktors KF bei vorgegebener Gesamtgenauigkeit eine vorgegebene Grenze nicht überschreitet. Die Grenze ist durch die innerhalb dieser Zeit auftretende Konversionsfaktoränderung gegeben.

III.1.3 Realisierungsmöglichkeiten der angenommenen Voraussetzungen

Die im Kapitel III.1.2 angenommenen Voraussetzungen sind im Prinzip erfüllbar. Dazu sind insbesondere am Szintillator konstruktive Maßnahmen erforderlich.

Um ein Überkoppeln des Referenzstrahls in den Meßkanal zu verhindern, darf der Referenzstrahler nur in den Abschattungsbereich vor dem zugehörigen Fotovervielfacher strahlen. Durch Abschirmungen aus Blei im Szintillator lassen sich die Abschattungsbereiche so gestalten, daß ein direktes Einstrahlen des Referenzstrahlers in den für beide Kanäle gemeinsamen Szintillatorbereich stark reduziert wird.

Eine weitere Überkoppelmöglichkeit entsteht durch Lichtreflexionen an der Szintillatoroberfläche. Einerseits soll durch Reflexionen ein möglichst großer Anteil des durch den Meßstrahl erzeugten Lichts an die Fotoempfänger geleitet werden, andererseits führt reflektiertes Licht des Referenzstrahls zu Überkoppelsignalen.

Als Abhilfe wird die den Fotoempfängern gegenüberliegende Stirnseite des Szintillators reflexionsfrei gemacht. Damit ist sowohl das Einkoppeln direkt an der Stirnseite reflektierten Lichts aus dem Abschattungsbereich in den anderen Kanal unterbunden, als auch die Lichtleitung durch Totalreflexionen, die auf Grund der geringen Dämpfung des Szintillators zu besonders starken Überkoppelsignalen führt. Abb. 1.3.1 veranschaulicht die Verhältnisse.

In Abb. 1.3.2 ist neben dem Szintillator der prinzipielle Verlauf der im Mittel in Δl an der Stelle I erzeugten Strahlungsleistung in Abhängigkeit vom Ort im Szintillator skizziert. Daraus geht hervor, daß diese im vorderen Teil des Szintillators am größten ist und in Richtung der Fotoempfänger abnimmt.

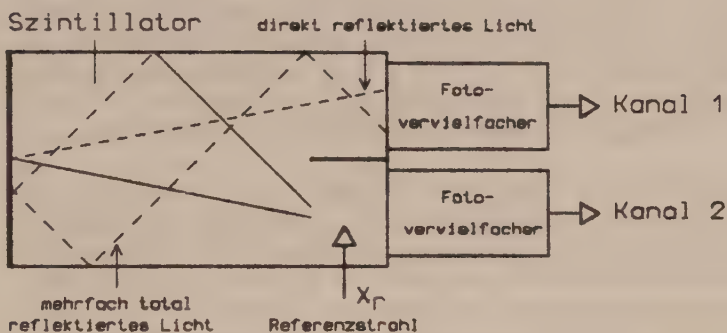


Abb. III.
1.3.1

Überkoppeln von Referenzlicht durch Reflexionen im Szintillator

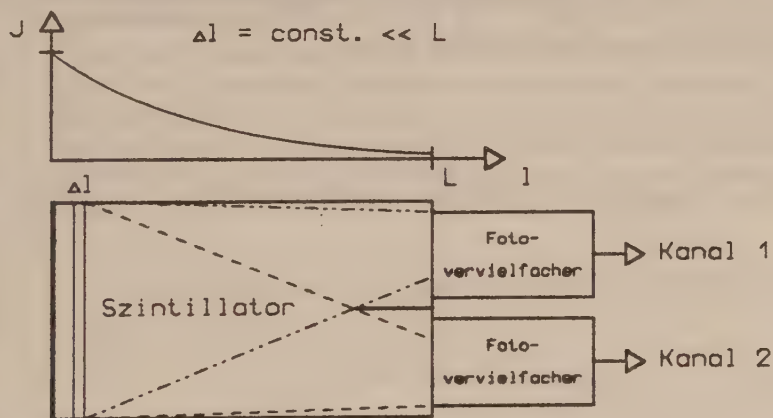


Abb. III.
1.3.2

Strahlungsleistung des Szintillationslichts in Abhängigkeit vom Ort

Es ist zu erwarten, daß weit vor den Fotoempfängern erzeugtes Licht auf Grund kleiner Weg- und Öffnungswinkelunterschiede annähernd die gleiche Anzahl Lichtquanten innerhalb eines Integrationszeitintervalls t_i an beide Empfänger liefert. Somit wird die Unterdrückung des Meßsignalrauschens bei der Bestimmung des Korrekturfaktors KF durch größere Baulänge des Szintillators in Meßstrahlrichtung verbessert.

Bei der Realisierung des Stabilisierungssystems ist zu erwarten, daß auf Grund endlicher Dämpfungswerte der Abschirmung im Szintillator und der Entspiegelung der Frontseite ein Überkoppeln des Referenzstrahls in den Meßkanal nicht völlig zu verhindern sein wird. Die durch Überkoppeln des Referenzstrahlers im Meßkanal erzeugte Rate X_{1u} im Verhältnis zur Rate des Referenzsignals X_r läßt sich durch einen apparatspezifischen festen Faktor $\ddot{u}$ beschreiben:

$$X_{1u} = \ddot{u} \cdot X_r \quad (1.9)$$

Bei eingeschalteter Referenz ergeben sich die durch den Referenzstrahl X_r und das Überkoppeisignal $\ddot{u} \cdot X_r$ erzeugten Detektorausgangsspannungen am Ende eines Integrationsintervalls t_i zu

$$U_{a1,2} = \ddot{u} \cdot (k_{r1} \cdot X_r \cdot t_i) = \ddot{u} \cdot U_r$$

$$U_{a2,2} = k_{r2} \cdot X_r \cdot t_i = (1/b) \cdot (k_{r1} \cdot X_r \cdot t_i) = 1/b \cdot U_r$$

Bei der Differenzbildung von $b \cdot U_{a2,2}$ und $U_{a1,2}$ ergibt sich

$$U_r' = U_r \cdot (1 - \ddot{u}) \quad \text{bzw.}$$

$$U_r = \frac{U_r'}{1 - \ddot{u}} \quad (1.10)$$

Die Spannung $\ddot{u} \cdot U_r$ ist bei eingeschaltetem Referenzstrahler dem Meßsignal überlagert und führt zu einer Fehlerspannung, die kompensiert werden muß. Bei der Bestimmung der vom Referenzstrahl erzeugten Referenzspannung U_r wird diese durch das Überkoppelsignal um den Faktor $(1 - \ddot{u})$ zu klein, was zur Folge hat, daß zu kleine Konversionsfaktoren k_{m1} und k_{m2} berechnet werden, der Korrekturfaktor KF also zu groß wird (Kapitel II.1.1). Diese Tatsache ist an sich ohne Bedeutung, da der Konversionsfaktor k_d ohnehin frei wählbar ist und entsprechend korrigiert werden kann. Andererseits ist natürlich auch eine Kompensation der Auswirkungen des Überkoppels bei der Bestimmung des Korrekturfaktors KF möglich.

Eine vollständige Unterdrückung dieser Auswirkungen setzt voraus, daß der Überkoppelfaktor $\ddot{u}$ konstant und exakt bekannt ist. Wie bei allen technischen Realisierungen wird der Begriff "exakt" durch die Einführung einer angestrebten Fehlergrenze relativiert, woraus sich die Anforderung an den höchstzulässigen Fehler von $\ddot{u}$ herleitet. Diese Anforderung wird bei vorgegebener Fehlergrenze um so geringer, je kleiner der Absolutwert von $\ddot{u}$ ist. Beim Aufbau des Detektors ist also ein möglichst kleiner Überkoppelfaktor $\ddot{u}$ anzustreben.

Ziel der meßtechnischen Untersuchungen im Teil IV ist es, die Wirksamkeit der aufgeführten Maßnahmen nachzuweisen. Im Idealfall ist die zeitliche und thermische Stabilität des Gesamtsystems beliebig gut. Durch verbleibende Einflüsse auf Grund nicht ideal erfüllter Voraussetzungen ist realistisch mit verbleibenden Fehlern zu rechnen. Die erreichte Stabilität wird im Teil IV ebenfalls meßtechnisch spezifiziert.

III.2

Technologische Voraussetzungen

III.2.1. Der Szintillator

Als Szintillator kommt der Plastiksintillator BC-412 der Firma BICRON zum Einsatz, der sich auf Grund seiner optischen Eigenschaften sehr gut mit relativ großen Abmessungen verwenden läßt. Er ist in verschiedenen geometrischen Abmessungen (als Platte bis ca. 1 m • 3 m, als Stab, Durchmesser > 1 m, als Block bis 2,5 m Kantenlänge und als dünne Folie) erhältlich. Obwohl für die Detektion hochenergetischer Gamma-Strahlung Szintillatoren mit höherer Atomzahl Z besser geeignet wären (siehe Kapitel I.2), kommt auf Grund der notwendigen umfangreichen mechanischen Bearbeitung nur ein Plastiksintillator in Betracht. Die Szintillatoren sind unter Beachtung der Bearbeitungshinweise des Herstellers mit üblichen Werkstattverfahren (Sägen, Bohren, Fräsen) in der Form veränderbar. Die Oberfläche läßt sich schleifen und polieren.

Abb. 2.1.1 zeigt die Kenndaten des BC-412. Auf Grund der niedrigen Schmelztemperatur von 67 °C ist bei allen Bearbeitungsvorgängen auf gute Kühlung des Szintillators zu achten. Da der Szintillator nach Einbau in ein Detektorgehäuse mechanischen Belastungen ausgesetzt ist (z.B. durch Andrücken der Fotoempfänger usw.), liegt die zulässige Betriebstemperatur des Detektors noch deutlich niedriger. Eigene Versuche ergaben, daß höhere Temperaturen als 45..50 °C zu plastischen Verformungen an stärker belasteten Stellen führen.

Laut Herstellerangabe ist die Szintillationslichtstärke bei 60 °C um 5 % geringer als bei 20 °C. Die Änderung zwischen 20 °C und 60 °C ist nichtlinear. Die Szintillationslichtstärke nimmt bei steigender Temperatur überproportional ab. Der Temperaturkoeffizient der Lichtstärke ist also nicht konstant, sondern selbst von der Temperatur abhängig. Er beträgt beim BC-412 etwa -0,3 % / °C bei 50 °C.

Plastikszintillator BC-412

Dichte	1,032 kg/dm ³
Brechungsindex	1,58
Längendehnungskoeffizient	$7,8 \cdot 10^{-5}/^{\circ}\text{C}$
Temperaturabhängigkeit der Szintillationslichtstärke	bei 60 °C 95 % des Wertes von 20 °C
Schmelzpunkt	67 °C
Anstiegszeit	1 ns
Abfallzeit	3,3 ns
Maximum des Emissionsspektrums	434 nm

Abb. III.
2.1.1

Technische Daten des BC-412

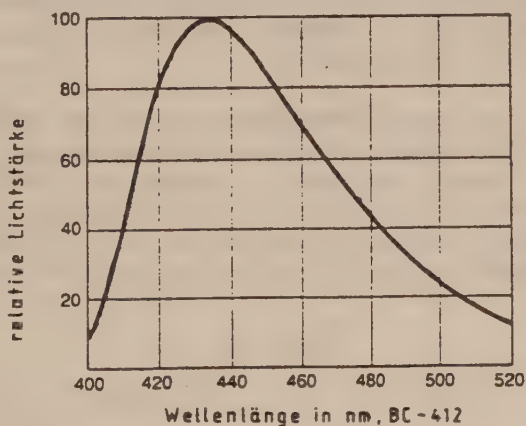


Abb. III.
2.1.2

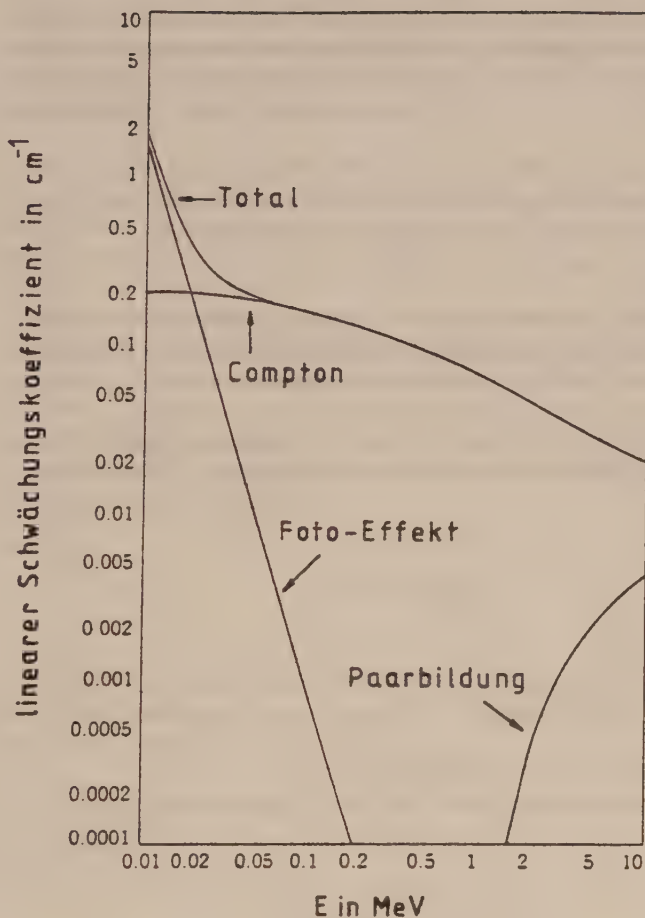
Emissionsspektrum des BC-412

Ein weiterer Temperatureffekt der Bestrahlungsstärke der Fotoempfänger entsteht durch die Temperaturabhängigkeit des Reflexionsfaktors und des Totalreflexionswinkels an der Oberfläche des Szintillators. Diese Einflüsse auf das Meßsignal sind stark von der Geometrie des Detektors abhängig. Eine rechnerische Abschätzung ist wegen der Komplexität der Verhältnisse sehr aufwendig (s. Abb. III.1.3.1). Das Temperaturverhalten des Gesamtsystems wird im Teil IV meßtechnisch untersucht.

Abb. 2.1.2 zeigt das Emissionsspektrum des BC-412 bei Raumtemperatur. Das Maximum des Spektrums liegt bei 434 nm und ist an speziell für den Einsatz mit Szintillatoren entwickelte Fotoervielfacher (Kapitel III.2.2) angepaßt. Die Anpassung erfolgt durch zusätzliche Stoffe ("Wellenlängen-Schieber") im Szintillator, die das zu kurzwellige Szintillationslicht absorbieren und im für den Fotoempfänger günstigen Spektralbereich wieder emittieren.

Besonders zur Messung hochenergetischer Gamma-Strahlung werden relativ große Szintillatoren benötigt, um eine hohe effektive Rate X_e zu erhalten. Der Einsatz großer Szintillatoren ist aber nur dann sinnvoll, wenn das gesamte im Szintillator erzeugte Licht ohne große Dämpfung die Fotoempfänger erreicht. Die Dämpfungslänge (Abfall der Lichtstärke auf e^{-1}) des BC-412 beträgt > 3 m, sodaß die Dämpfung klein bleibt (s.u.) und damit nicht weiter berücksichtigt wird.

In Abb. 2.1.3 ist der lineare Schwächungskoeffizient des Szintillators in Abhängigkeit von der Quantenenergie der einfallenden Gamma-Strahlung dargestellt. Er beträgt 0,18/cm bei $E = 60$ keV und 0,085/cm bei $E = 660$ keV. Definiert man analog zur Lichtdämpfungslänge eine Dämpfungslänge für die einfallende Gamma-Strahlung, ergibt sich für einen ^{241}Am -Strahler $d_{\text{Am}} = 56$ mm und für einen ^{137}Cs -Strahler $d_{\text{Cs}} = 118$ mm.



spezifische Masse = 1032 kg/m^3

Atomzahl $Z(\text{C}) = 6$

Abb. III.

2.1.3

Linearer Schwächungskoeffizient
des BC-412

Die äußeren Abmessungen des Szintillators werden auf $90 \times 90 \times 200 \text{ mm}^3$ festgelegt. Als Detektorgehäuse kann dann ein handelsübliches Aluminium-Vierkantrohr mit dem Außenquerschnitt $100 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$ verwendet werden. Für Gamma-Strahlung mit der Energie $E = 660 \text{ keV}$ ergibt sich mit $\mu = 0,085 / \text{cm}$ und $d = 20 \text{ cm}$ eine effektive Rate X_e zu

$$X_e = (1 - e^{-\mu \cdot d}) \cdot X = (1 - e^{-1,7}) \cdot X = 0,82 \cdot X$$

Das bedeutet, daß das Signal- / Rauschverhältnis auf Grund der Strahlungsstatistik um etwa 20 % (1,7 dB) gegenüber einem vollständig absorbierenden (unendlich langen) Detektor verringert wird.

Die Abschwächung der Lichtleistung P_L infolge der optischen Dämpfung von einer Stirnseite zur anderen ergibt sich zu

$$\frac{P_2}{P_L} = e^{-\mu_L \cdot d}$$

Mit $\mu_L = 1/3 \text{ m}^{-1}$ und $d = 200 \text{ mm}$ ergibt sich

$$\frac{P_2}{P_L} = e^{-0,067} = 0,94$$

Das bedeutet, daß die an einer Stirnseite des Szintillators erzeugte Lichtleistung auf dem Weg zur gegenüberliegenden Seite auf etwa 94 % abgeschwächt wird. Die Dämpfung von 6 % ist so gering, daß sie, wie oben bereits erwähnt, nicht weiter berücksichtigt wird.

III.2.2 Der Fotovervielfacher

Als Fotoempfänger werden zwei Fotovervielfacher vom Typ R434 der Firma Hamamatsu eingesetzt. Abb. 2.2.1 zeigt die mechanischen Abmessungen und eine Skizze des inneren Aufbaus. In Abb. 2.2.2 sind die technischen Daten zusammengefaßt.

Die spektrale Empfindlichkeit der Fotokatode ist in Abb. 2.2.3 dargestellt. Ein Vergleich mit dem Emissionsspektrum des Szintillators BC-412 (Abb. 2.1.3) zeigt die gute Anpassung der spektralen Empfindlichkeit des Fotovervielfachers an das Spektrum des Szintillationslichts.

Der R434 besteht aus einer semitransparenten Fotokatode und einem neunstufigen Sekundärelektronen-Vervielfachersystem. Das Vervielfachersystem ist mit Schachteldynoden aufgebaut, ein Gitter vor jeder Dynode verhindert, daß Ionen zur Fotokatode zurückfliegen ("Box and Grid" Type). Die Stromverstärkung V_I des Vervielfachers ist abhängig von der Versorgungsspannung U_{HV} und der Anzahl D der Dynoden. Die Verstärkung einer Stufe beträgt δ .

$$\delta = \alpha \cdot U_{DD} \quad [2.1]$$

α ist eine materialabhängige Proportionalitätskonstante, U_{DD} die Spannung zwischen zwei Dynoden. (Typische Werte : $\delta \approx 3..7$, $U_{DD} \approx 40..100$ V).

Die Gesamtverstärkung V_I bei der Versorgungsspannung U_{HV} ergibt sich zu

$$V_I = \delta^D = \left[\alpha \cdot U_{DD} \right]^D = \left[\frac{\alpha}{D+1} \right]^D \cdot U_{HV}^D = \text{konst.} \cdot U_{HV}^D \quad [2.2]$$

Der typische Verlauf der Verstärkung des R434 ($D = 9$) in Abhängigkeit von der Versorgungsspannung U_{HV} und die dazu gehörende Meßschaltung sind in Abb. 2.2.4 dargestellt.

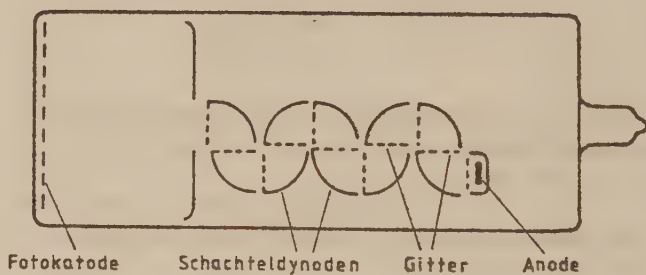
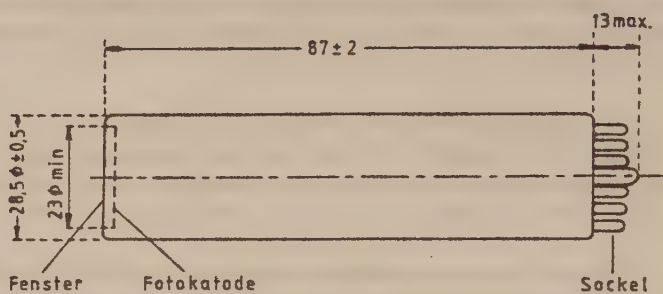


Abb. III.
2.2.1

Mechanische Abmessungen und
schematischer Aufbau des R434

Fotoervielfacher R434

Fotokatode

Material	Bialkali
Spektrale Empfindlichkeit	s. Abb. 2.2.3
Quantenwirkungsgrad	25 % bei 420 nm

Sekundärelektronen-Vervielfacher

Struktur	"box and grid"
Kapazität Anode-übrige Elektroden	3,6 pF

Typische Kennwerte bei 1000 V Betriebsspannung

Empfindlichkeit bei 420 nm	1,75 nW für 10 μ A
Dunkelstrom	< 1 nA
Stromverstärkungsfaktor	$6,3 \cdot 10^5$
Anstiegszeit	12 ns

Stabilität

zeitlich	3,5 %
thermisch	s. Abb. 2.2.7

Grenzwerte

maximale Betriebsspannung	1500 V
maximaler Anodenstrom	100 μ A
maximaler Katodenstrom	20 nA

Abb. III.
2.2.2

Technische Daten des R434

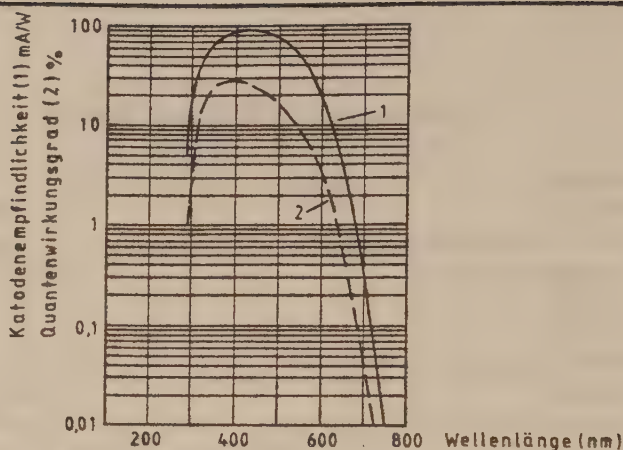


Abb. III.
2.2.3

Spektrale Empfindlichkeit des R434

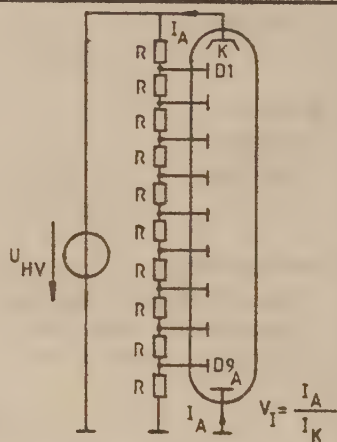
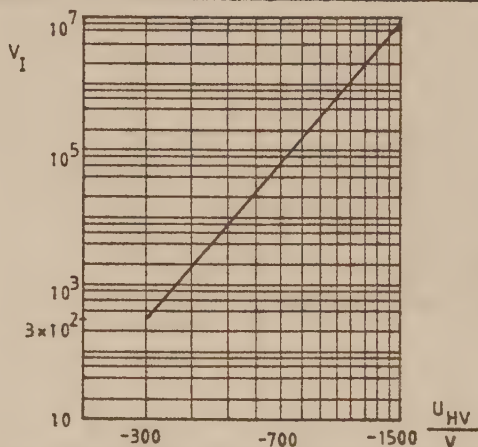


Abb. III.
2.2.4

Stromverstärkung des R434

Untersuchungen bezüglich der Störemfindlichkeit gegenüber mechanischen Stößen ergaben, daß die dabei entstehenden Störungen im Ausgangssignal praktisch ausschließlich auf Verschiebungsströme zwischen der Anode und der letzten Dynode zurückzuführen sind /12/. Die Kapazität zwischen zwei Elektroden wird durch die Bewegung der Elektroden zueinander zeitabhängig verändert. Dadurch fließen zwischen den betroffenen Elektroden Ausgleichströme über den Dynodenspannungsteiler. Nur der Strom zwischen der letzten Dynode und der Anode fließt über den Ausgangskreis des Fotovervielfachers und trägt damit zum Störsignal bei.

Der Störstrom ist proportional zu der zwischen der letzten Dynode und der Anode angelegten Spannung, läßt sich also durch den Betrieb mit einer möglichst kleinen Spannung U_{D9-A} minimieren. Abb. 2.2.5 zeigt die gemessene Abhängigkeit der Stromverstärkung V_I des R434 von der Spannung U_{D9-A} . Nach einem Anlaufbereich bis etwa 10 V zwischen der letzten Dynode und der Anode ergibt sich ein Bereich mit geringer Steigung der Verstärkungskennlinie. Der Betriebspunkt des Vervielfachers wird mit $U_{D9-A} = 15$ V an den Anfang des flachen Bereichs gelegt. Die Verstärkungsänderung des Sekundärelektronenvervielfachers in diesem Punkt beträgt etwa 0,5 % / V Spannungsänderung von U_{D9-A} .

Zur Vermeidung von anodenstromabhängigen Verstärkungsänderungen des Vervielfachers sind schaltungstechnische Maßnahmen erforderlich, die den Dynodenspannungsteiler und die nachfolgende Signalverarbeitungselektronik betreffen. Um aussteuerungsbedingte Spannungsänderungen zwischen den Dynoden klein zu halten, muß der Strom durch den Dynodenspannungsteiler ausreichend groß sein. Als Richtwert für den erforderlichen Quersstrom I_T ergibt sich bei einem elfstufigen Vervielfacher /12/

$$I_T \approx \frac{1}{F_{Vmax}} \cdot I_{Amax} \quad [2.3]$$

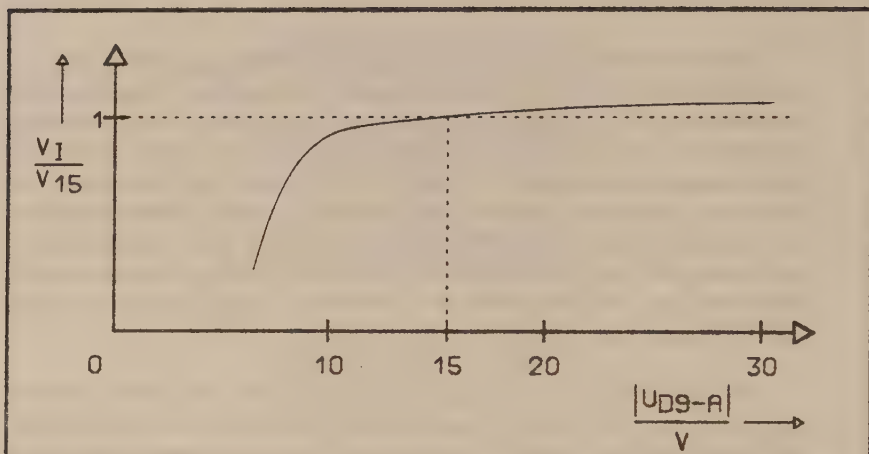


Abb. III.
2.2.5

Verstärkungskennlinie des R434

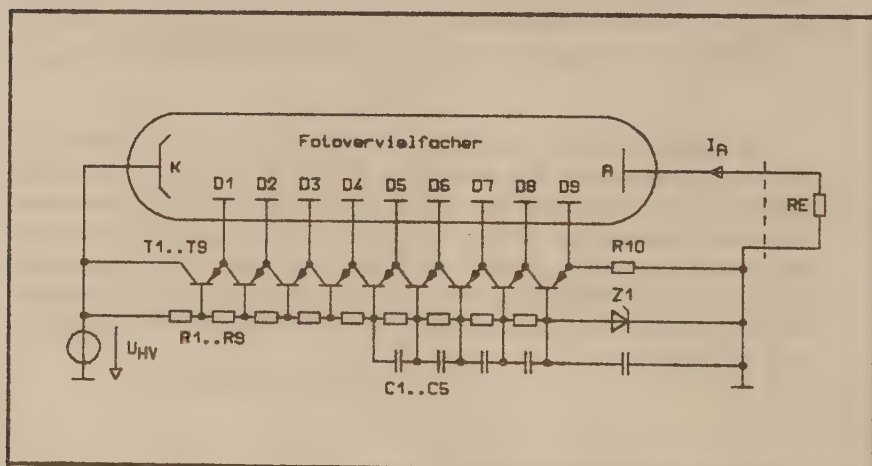


Abb. III.
2.2.6

Schaltbild des Dynodenspannungsteilers

F_{Vmax} ist der maximal zulässige relative Verstärkungsfehler, I_{Amax} der größte auftretende Anodenstrom. Diese Abschätzung gilt mit hinreichender Genauigkeit auch für den neunstufigen R434. Mit $F_{Vmax} = 0,1\%$ und $I_{Amax} = 10 \mu A$ ergibt sich ein notwendiger Teilerstrom von 10 mA und eine Verlustleistung bei $U_{HV} = 1000 V$ von 10 W.

Zur Reduktion dieser untragbar hohen Verlustleistung ist der Spannungsteiler aktiv aufgebaut. Durch die Verwendung einer relativ hochohmigen Teilerkette in Verbindung mit Emitterfolgern läßt sich die Verlustleistung des Spannungsteilers wesentlich reduzieren ($P < 0,7 W$ bei $U_{HV} = 1000 V$). Die Emitterfolger sorgen für einen dynamisch niederohmigen Anschluß der Dynoden, die Kondensatoren verringern weiter den Innenwiderstand des Teilers an den letzten Stufen, um Linearitätsfehler auch bei kurzzeitigen höheren Dynodenströmen zu vermeiden /12/. Die Spannung an der letzten Dynode wird mit einer Z-Diode konstant gehalten, so daß der eingestellte Betriebspunkt auch bei Änderung der Versorgungsspannung U_{HV} erhalten bleibt (Abb. 2.2.6).

Wie der Abb. 2.2.6 zu entnehmen ist, ergibt sich die Spannung U_{D9-A} zu

$$U_{D9-A} = U_{D9} + I_A \cdot R_E$$

Das bedeutet, daß sich die Spannung U_{D9-A} in Abhängigkeit vom Anodenstrom I_A ändert, was eine Änderung der Verstärkung des Sekundärelektronenvervielfachers zur Folge hat (Abb. 2.2.5). Um diese Änderung klein zu halten, muß der Eingangswiderstand R_E der nachfolgenden Elektronik möglichst klein sein.

In Abb. 2.2.7 ist der typische Temperaturkoeffizient des Ausgangsstroms des Fotovervielfachers in Abhängigkeit von der eingestrahlten Lichtwellenlänge dargestellt. Die starke Wellenlängenabhängigkeit resultiert aus der Überlagerung des negativen Temperaturkoeffizienten der Transmission des Lichteintrittsfensters bei kurzen Wellenlängen und des positiven Temperaturkoeffizienten der Fotokatode. Im interessierenden Bereich des Maximums der Empfindlichkeit beträgt der Gesamtemperaturkoeffizient etwa $-0,4\% / ^\circ C$.

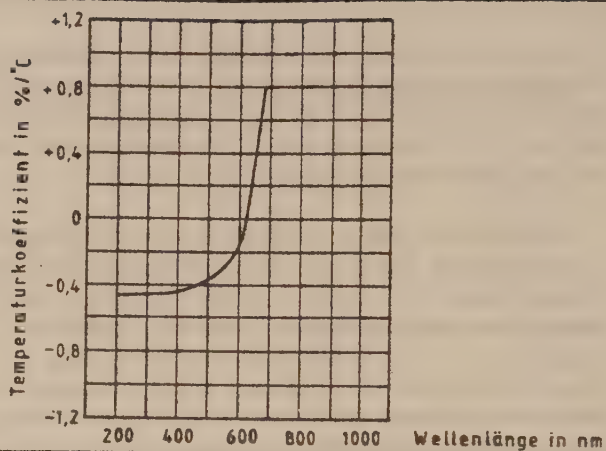


Abb. III.

2.2.7

Temperaturkoeffizient des R434

Neben der Temperaturabhängigkeit tritt bei Fotovervielfachern eine zeitliche Änderung des Ausgangsstroms auf. Diese Änderung ist quantitativ nicht vorhersehbar und kann selbst bei zwei Exemplaren des gleichen Typs unterschiedlich sein. Beim R434 liegt diese Änderung laut Herstellerangabe innerhalb von 3,5 % (Meßbedingungen: innerhalb einer Stunde nach einer Einlaufzeit von 10 min, $U_{HV} = 1000 \text{ V}$, $I_A = 10 \text{ } \mu\text{A}$).

Der in Abb. 2.2.2 angegebene typische Dunkelstrom erlaubt ein Verhältnis des maximalen Ausgangsstroms zum Dunkelstrom von $> 100 \text{ dB}$. Die Stromverstärkung des Vervielfachers ist von $3 \cdot 10^2$ bis etwa 10^7 über fast 5 Dekaden einstellbar. Daraus ergibt sich eine Eingangsempfindlichkeit an der Fotokatode von $0,11 \text{ nW}$ bis $3,7 \text{ } \mu\text{W}$ (420 nm) für den maximal zulässigen Anodendauerstrom, so daß eine Anpassung an einen weiten Bereich der Eingangslichtleistung möglich ist.

III.2.3 Der Referenzstrahler

Als Referenzstrahler kommt ein Gamma-Strahler zum Einsatz, da in der vorgesehenen Anwendung der Meßstrahler ebenfalls ein Gamma-Strahler ist. Umfangreiche Untersuchungen haben ergeben, daß andere Strahlungsarten, die den Vorteil der direkten elektrischen oder magnetischen Beeinflußbarkeit aufweisen (Alpha- oder Beta-Strahlung), als Referenz in der vorliegenden Anwendung ungeeignet sind. Um die mechanischen Abmessungen des Detektors in sinnvollen Grenzen zu halten, kommt nur ein Gamma-Strahler mit niedriger Quantenenergie in Betracht, dessen Strahlung mit einer relativ dünnen Blende aus Blei "ausgeschaltet" werden kann.

Diese Voraussetzungen werden am besten durch ^{241}Am erfüllt. Das Präparat ist in Form von Scheiben, Stäben, Ringen und Punktquellen erhältlich. Für die vorgesehene Anwendung ist eine Punktquelle optimal geeignet. Abb. 2.3.1 zeigt die technischen Daten und mechanischen Abmessungen der verfügbaren Punktquellen (Amersham-Buchler).

Die Quellen emittieren praktisch ausschließlich Gamma-Strahlung mit der Quantenenergie $E = 60 \text{ keV}$. Die Halbwertszeit $t_{1/2}$ beträgt 485 Jahre. Die Strahlung ist mit wenig Aufwand abzuschirmen, die große Halbwertszeit garantiert eine stabile Referenz über lange Zeit.

Die notwendige Aktivität des Referenzstrahlers richtet sich nach der erwarteten effektiven Rate und der Quantenenergie des Meßstrahls in der vorgesehenen Anwendung. Für die Laboruntersuchungen des neuen Detektors wird unter Berücksichtigung der Aktivität des verfügbaren ^{137}Cs -Meßstrahlers der Typ AMC.25 ausgewählt.

Speziell bei Americium ist zu berücksichtigen, daß die angegebene Strahleraktivität keine direkten Rückschlüsse auf die zu erwartende Quantenrate zuläßt. Das liegt an der Selbstabsorption der Strahlenquelle, die dazu führt, daß ein Teil der im Inneren des Präparats emittierten Strahlung bereits auf dem Weg zur Oberfläche absorbiert wird. Deshalb ist es nützlicher, die Quelle nach der tatsächlichen Quantenemission (Abb. 2.3.1) auszuwählen, da die Aktivitätsangaben sich auf die eingebrachten Aktivitäten beziehen und nicht auf die nach außen hin meßbare.

Americium-241

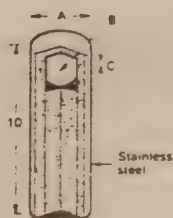
Point sources

Americium-241 incorporated in a ceramic bead, sealed in a welded stainless steel capsule.

Nominal activity*	Capsule		Typical photon output in photons/sec per steradian 59.5keV	Code
	mCi	MBq		
2	74	X 100	1×10^6	AMC.21
14	518	X.101	7×10^6	AMC.24
45	1865	X.102	1.9×10^7	AMC.25
100	3700	X.102	2.2×10^7	AMC.10236
200	7400	X.108	5.5×10^7	AMC.26

*Tolerance $\pm 10\%$

X.100-102,108



Capsule dimensions and Safety performance testing

Capsule	Overall diam. "A" mm	Active diam. "B" mm	Window thickness "C" mm	Safety performance testing	
				ISO classification	IEA special form
X.100	2	1	0.2-0.25	CS4444	GB/55/S
X.101	3	2	0.2-0.25	CS4444	GB/56/S
X.102	4	3	0.2-0.25	CS4444	GB/56/S
X.108	7	5	0.2-0.3	CS4444	GB/167/S

Abb. III.
2.3.1

Technische Daten der Americium-Strahler

IV

Szintillationsdetektor mit neuer Zweikanal-Konversionsfaktor-Stabilisierung

IV.1

Aufbau des Detektorkopfs

IV.1.1 Mechanischer Aufbau

Der mechanische Aufbau des Detektorkopfs geht aus Abb. 1.1.1 hervor. Der Detektorkopf besteht aus dem Szintillator (1), den Fotovervielfachern (2), den Strom- / Spannungsumsetzern (3), den darunterliegenden Hochspannungsteilern zur Versorgung der Fotovervielfacher (4), der Halterung für den Referenzstrahler (5) und der Blendenmechanik (6).

Der Szintillator ist an der Meßstrahl-Eintrittsseite durch Schwärzung entspiegelt. Auf der gegenüberliegenden Seite befinden sich die eingelegten Bleiplatten zur Abschirmung gegen Überkoppeln des Referenzstrahls in den anderen Kanal (Kanal 1). Die Oberflächen des Szintillators sind poliert, um einen Anteil des Lichts, das nicht direkt auf die Fotoempfänger fällt, durch Totalreflexion an den Oberflächen auf die Fotokatoden zu lenken.

Die Fotovervielfacher sind schräg eingebaut, um einen günstigeren Einstrahlwinkel für das vom Referenzstrahler erzeugte Licht zu erhalten. Die Fotovervielfacher müssen mit einem optischen Koppelmittel versehen und an den Szintillator angedrückt werden, da sonst auf Grund der Totalreflexion an der Lichtaustrittsseite (Totalreflexionswinkel $\alpha_T = 39^\circ$) ein großer Anteil des Szintillationslichts die Fotoempfänger nicht erreicht und der bei steilerem Einfall austretende Anteil stark geschwächt wird (Reflexionsfaktor $r = 22\%$ bei senkrechtem Einfall).

Über den Fotovervielfachern ist Raum für die in den Detektorkopf eingebaute Elektronik. Sie besteht aus den Strom- / Spannungsumsetzern und den Hochspannungsteilern für die Fotovervielfacher. Die Teiler wurden im Kapitel III.2.2 beschrieben, die Beschreibung der Strom- / Spannungsumsetzer folgt im nächsten Kapitel.

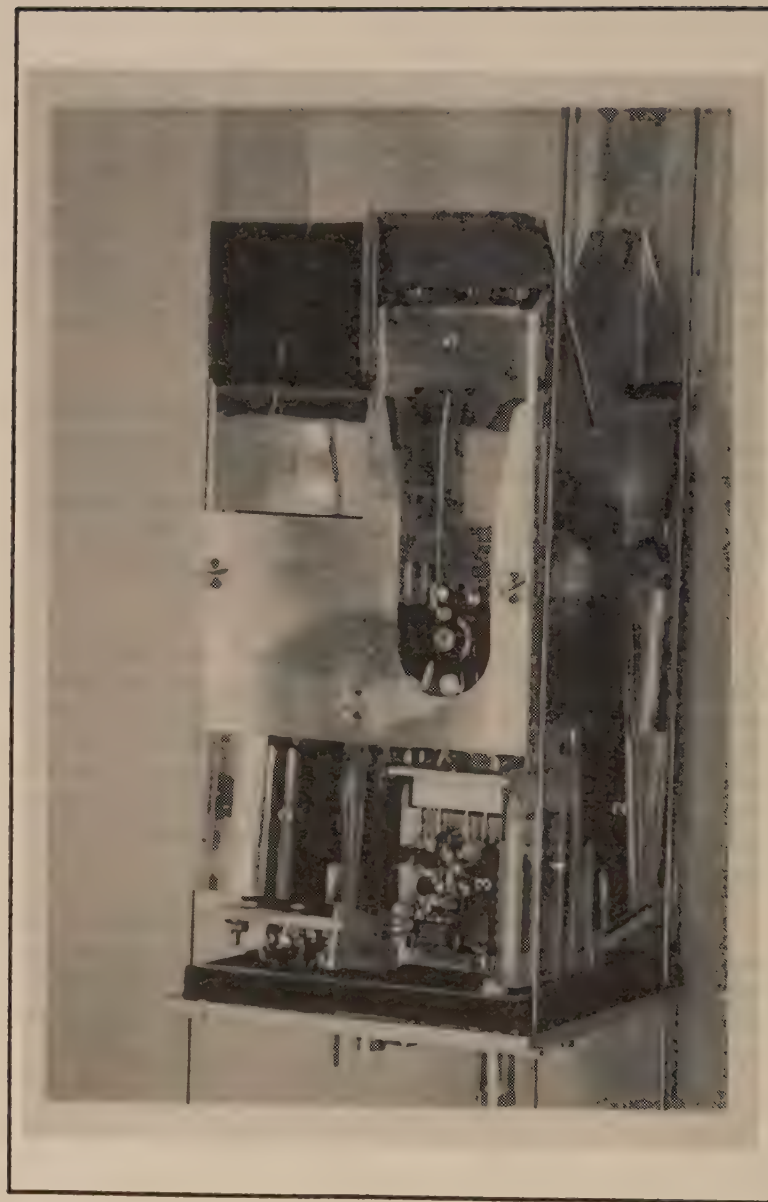


Abb. IV.
1.1.1

Mechanischer Aufbau des neuen Detektors

Das aufwandsminimale Stabilisierungssystem benötigt einen Referenzstrahler, dessen Strahlung ein- und ausschaltbar sein muß. Da der gesamte Detektor zur Längsachse um 180° drehbar ist, befinden sich vor beiden Abschattungsbereichen Strahlerhalterungen. Die mechanische Betätigung der Blende zum Schalten des Referenzstrahlers ist jedoch nur auf einer Seite erforderlich. Die Blende wird über eine motorische Hebelverstellung in einer Gleitbahn verschoben.

Der gesamte Block zur Aufnahme der Elektronik und Blendenmechanik ist aus Acrylglas gefertigt. Die Längendehnungskoeffizienten von Acrylglas und Plastiksintillatoren sind etwa gleich, so daß ein Längenausgleich senkrecht zur Längsachse des Detektorkopfes nicht erforderlich ist. Dadurch kann der Szintillator mit dem Acrylglasblock zu einer kompakten Einheit zusammengebaut werden.

Die Einheit ist für den Einbau in ein Aluminium-Vierkanalrohr vorgesehen. Da der Längendehnungskoeffizient von Aluminium kleiner ist als der des eingebauten Blocks, ist ein Längenausgleich im Gehäuseinneren erforderlich. Er erfolgt in Längsrichtung durch federnden Andruck des inneren Blocks gegen das Meßstrahleintrittsfenster, in Querrichtung durch Lagerung in einem elastischen Moosgummilager. Die äußeren Abmessungen des Gehäuses betragen $100 \cdot 100 \cdot 333 \text{ mm}^3$.

IV.1.2 Strom- / Spannungsumsetzer für Fotovervielfacher

Die Stromverstärkung von Sekundärelektronenvervielfachern hängt, wie vorab beschrieben, nicht nur von den Spannungen zwischen den Dynoden, sondern auch von der Spannung zwischen der letzten Dynode und der Anode ab. Um signalabhängige Verstärkungsänderungen zu vermeiden, ist eine Auskoppelschaltung für den Anodenstrom erforderlich, die den eingestellten Betriebspunkt möglichst konstant hält (s. Kapitel III.2.2). Hierzu eignen sich am besten Strom- / Spannungsumsetzer mit möglichst kleinem Eingangswiderstand.

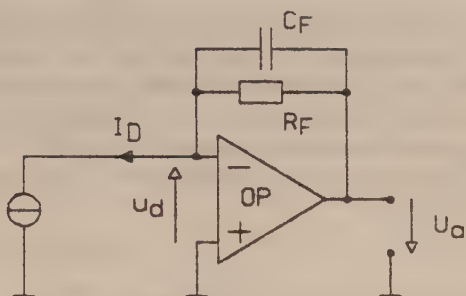
Wie im Teil II beschrieben, sind für die Verarbeitung von Meß- und Referenzsignalen unterschiedliche Integrationszeiten erforderlich. Um den Aufwand der Signalverarbeitung zu minimieren, wird der Strom- / Spannungsumsetzer nicht als Integrator, sondern als Tiefpaß mit einer relativ kurzen Zeitkonstanten ausgelegt. In der Weiterverarbeitung kann dann für die Filterung der Signale auch mit unterschiedlichen Integrationszeiten gearbeitet werden.

Abb. 1.2.1 zeigt die Schaltung des Strom- / Spannungsumsetzers. Mit einem idealen Operationsverstärker ergibt sich die Ausgangsspannung $U_{A, \infty}$ mit $T_F = R_F C_F$ zu

$$U_{A, \infty} = I_D \cdot R_F \cdot \frac{1}{1 + sT_F} \quad (1.1)$$

Für den Betrieb mit dem Fotovervielfacher R434 wird der statische Konversionsfaktor auf $1 \text{ V} / \mu\text{A}$ festgelegt. Die Tiefpaßzeitkonstante T_F wird zu $100 \mu\text{s}$ gewählt. Daraus folgt die in Abb. 1.2.1 angegebene Dimensionierung mit $R_F = 1 \text{ M}\Omega$ und $C_F = 100 \text{ pF}$.

Ein realer Operationsverstärker erzeugt auf Grund seiner Eingangsfehlerspannung U_{OS} und seines Eingangsfehlerstroms I_{OS} sowie der Eingangsströme I_B eine Ausgangsfehlerspannung U_{AF} , die der Signalspannung U_A überlagert ist. Um bei einer Signalspannung U_A von 1 V noch einen relativen Fehler $< 10^{-3}$ infolge der Fehlerspannung einhalten zu können, muß die Ausgangsfehlerspannung $|U_{AF}|$ des Strom- / Spannungsumsetzers $< 1 \text{ mV}$ sein.



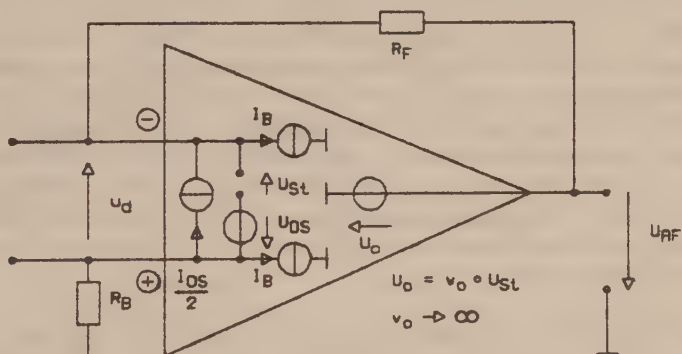
$$U_a = I_D \cdot R_F \cdot \frac{1}{1 + sT_F}$$

$$T_F = R_F C_F = 1 \text{ M}\Omega \cdot 100 \text{ pF} = 100 \mu\text{s}$$

Abb. IV.

1.2.1

Grundschialtung des
Strom - / Spannungsumsetzers



$$U_{AF} = -\frac{1}{k} \left[U_{OS} + I_B \cdot R_B + I_{OS}/2 \cdot R_B - I_B \cdot R_F - (-I_{OS}/2 \cdot R_F) \right]$$

Abb. IV.

1.2.2

Berechnung der Ausgangsfehlerspannung

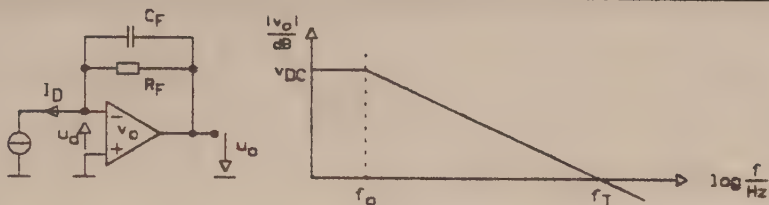
Abb. 1.2.2 zeigt die Berechnung der Ausgangsfehlerspannung U_{AF} . Der Einfluß des Eingangsruhestroms I_B läßt sich auf bekannte Weise /13/ mit Hilfe eines Kompensationswiderstands R_B unterdrücken. Dennoch bleibt die relativ strenge Forderung nach einem Eingangsfehlerstrom $I_{OS} < 1 \text{ nA}$, der allein schon eine Fehlerspannung von 1 mV zur Folge hat. Die maximale durch U_{OS} und I_{OS} hervorgerufene Ausgangsfehlerspannung U_{AF} ergibt sich zu

$$|U_{AFmax}| = |U_{OSmax}| + |I_{OSmax}| \cdot 1M\Omega$$

Das heißt, es ist ein Operationsverstärker erforderlich, dessen Ausgangsfehlerspannung und Eingangsfehlerstrom zusammen bei der Berechnung der Ausgangsfehlerspannung nach obiger Formel einen Wert von weniger als 1 mV erzeugt. Beim Betrieb eines Strom- / Spannungsumsetzers in einem Szintillationsdetektor ergibt sich jedoch noch ein weiterer Fehler, der seine Ursache im dynamischen Verhalten des Verstärkers hat.

In Abb. 1.2.3 wird die Eingangsimpedanz des Strom- / Spannungsumsetzers bei Einsatz eines Operationsverstärkers berechnet, dessen Leerlaufverstärkung v_0 das Verhalten eines einpoligen Tiefpasses aufweist. Abb. 1.2.4 zeigt den Verlauf des Betrages der Eingangsimpedanz Z_E und der Rückkoppelimpedanz Z_F über der Frequenz. Für die Berechnung der Zahlenwerte wurde von einer Transitfrequenz f_T des Operationsverstärkers von 1 MHz ausgegangen. Wie aus der Abb. 1.2.4 hervorgeht, ergibt sich im Bereich zwischen $1,6 \text{ kHz}$ und 1 MHz ein relativ hoher Eingangswiderstand von $1 \text{ k}\Omega$.

Auf Grund der Eingangsimpedanz $Z_E \neq 0$ des Strom- / Spannungsumsetzers erzeugt jeder Einzelpuls des Detektorstroms I_D eine Spannung u_d am Eingang des Operationsverstärkers. Daraus ergibt sich eine Rückwirkung auf den Stromverstärkungsfaktor V_1 des Sekundärelektronen-Vervielfachers (s. Kapitel III.2.2). In Abb. 1.2.5 ist der Zeitverlauf der Eingangsspannung u_d bei Aussteuerung des Verstärkers mit einem Strompuls dargestellt.



Leerlaufverstärkung des OP:

$$v_o = v_{DC} \cdot \frac{1}{1 + sT_0}$$

mit v_{DC} : Gleichspannungsverstärkung

$$\frac{1}{2\pi T_0} = f_0 : \text{Grenzfrequenz der Gleichspannungsverstärkung}$$

Eingangsimpedanz Z_E :

$$Z_E = \frac{u_d}{I_D} = \frac{Z_F}{v_o + 1} = \frac{R_F}{v_o + 1} \cdot \frac{1}{1 + sT_F}$$

$$\text{mit } \frac{1}{2\pi T_F} = f_0 : \text{Signalgrenzfrequenz}$$

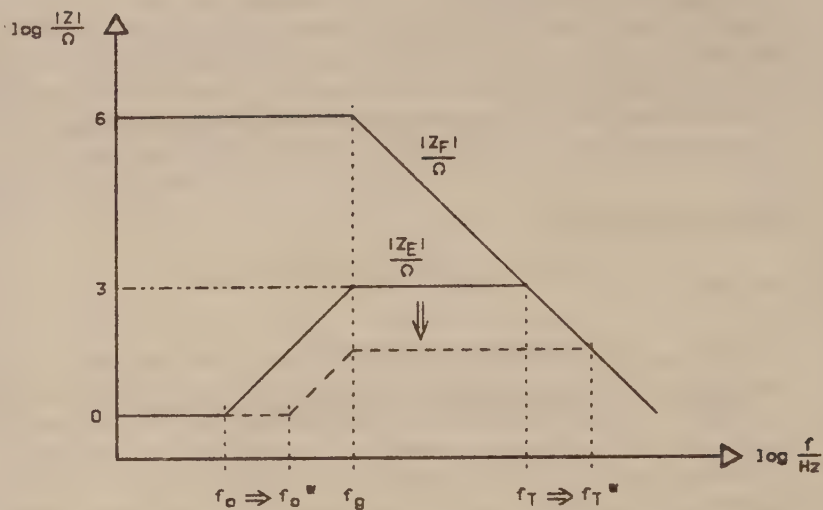
$$\frac{1}{2\pi T_T} = f_T : \text{Transitfrequenz}$$

und $v_{DC} \gg 1$

$$Z_E = \frac{R_F}{1 + v_{DC}} \cdot \frac{1 + sT_0}{(1 + sT_F)(1 + s \frac{T_0}{1 + v_{DC}})} \approx \frac{R_F}{v_{DC}} \cdot \frac{1 + sT_0}{(1 + sT_F)(1 + sT_T)}$$

Abb. IV.
1.2.3

Eingangsimpedanz des
Strom- / Spannungsumsetzers

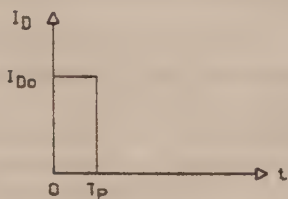
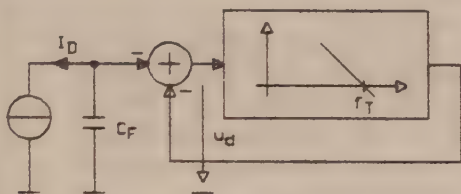


$$Z_E = \frac{R_F}{v_{DC}} \cdot \frac{1 + sT_O}{(1 + sT_F)(1 + sT_T)}$$

Durch Vergrößern der Transitfrequenz f_T läßt sich $|Z_E|$ oberhalb von f_o verkleinern

Abb. IV.
1.2.4

Betragsverlauf der Eingangsimpedanz Z_E

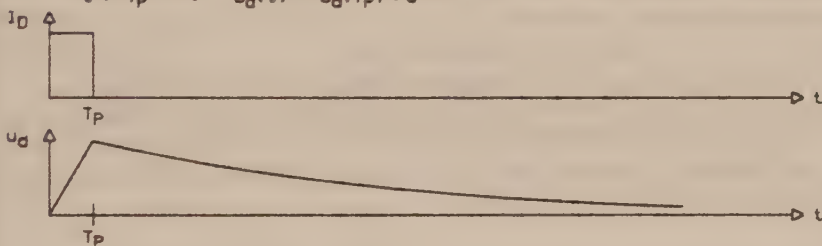


Modell für die Abschätzung von $u_d(t)$ bei kurzen Pulsen ($T_P \gg T_T$)

mit $T_T = \frac{1}{2\pi f_T} \gg T_P$ ergibt sich näherungsweise

$$0 \leq t \leq T_P: u_d(t) = -\frac{1}{C_F} \int_t I_D(t) dt = -\frac{1}{C_F} \cdot I_{D0} \cdot t$$

$$t > T_P: u_d(t) = u_d(T_P) \cdot e^{-t/T_T}$$



mit $T_T \ll T_P$ ergibt sich

$$0 \leq t \leq T_P: u_d(t) = -T_T \cdot \frac{I_{D0}}{C_F} \cdot (1 - e^{-t/T_T})$$

$$t > T_P: u_d(t) = u_d(T_P) \cdot e^{-t/T_T}$$

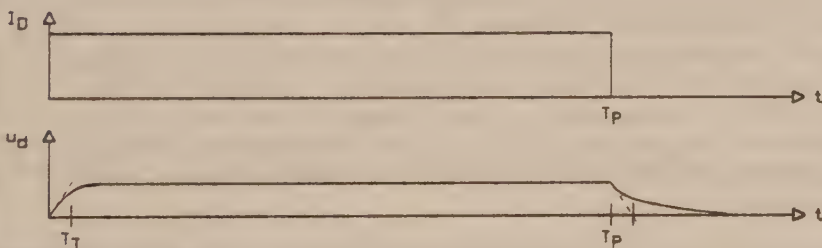


Abb. IV.
1.2.5

Zeitlicher Verlauf von u_d

Für die Berechnung wird zunächst ein Modell des Verstärkers für die Bestimmung von u_d nach dem Superpositionsprinzip erstellt. Da die Zeitkonstante $R_F C_F$ sehr viel größer ist als die Pulsbreite T_P , kann der Widerstand R_F vernachlässigt werden. Bei der Modellierung des Operationsverstärkers wird davon ausgegangen, daß er im Bereich der Transitfrequenz ein einfach integrierendes Verhalten aufweist.

In der Abbildung sind zur besseren Verdeutlichung zwei Extremfälle für den Verlauf von u_d dargestellt. Wenn die Transitzeitkonstante T_T des Verstärkers groß gegenüber der Pulsbreite T_P ist, wird zunächst der Strom durch die Wirkung des Kondensators C_F integriert, wodurch die Spannung u_d linear ansteigt. Nach Ende des Strompulses wird die entstandene Spannung u_d mit der Transitzeitkonstanten T_T des Operationsverstärkers wieder abgebaut.

Im zweiten Fall ist die Transitzeitkonstante T_T klein gegenüber der Pulsbreite T_P . Es ergibt sich ein exponentielles Einschwingen der Spannung u_d auf einen stationären Wert für die Dauer des Pulses T_P , danach ein exponentielles Abklingen auf Null. Die Zeitkonstante beider Einschwingvorgänge beträgt wieder T_T .

Wie aus den Abb. 1.2.4 und 1.2.5 hervorgeht, können sowohl die Eingangsimpedanz bei höheren Frequenzen als auch die bei Einzelpulsen auftretende Spannung u_d durch Vergrößern der Bandbreite des Operationsverstärkers reduziert werden. Die wenigen verfügbaren Operationsverstärker, die ausreichend kleine Fehlerspannungen und -Ströme aufweisen, haben Transitfrequenzen im Bereich 1..2 MHz, so daß die gewünschte größere Bandbreite nicht durch Auswahl eines anderen Typs zu erreichen ist. Deshalb wird eine neue Schaltungsstruktur, basierend auf dem Prinzip der Vorwärtskoppelung ("feed forward") entworfen, die den Einsatz eines auf gute Gleichspannungseigenschaften optimierten Operationsverstärkers ermöglicht und trotzdem eine wesentlich größere Bandbreite aufweist.

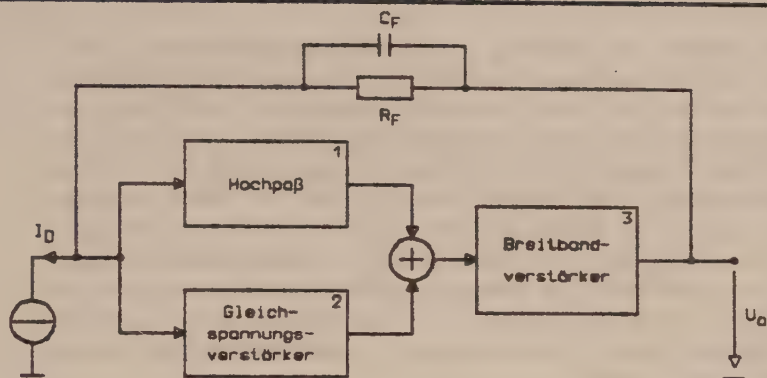
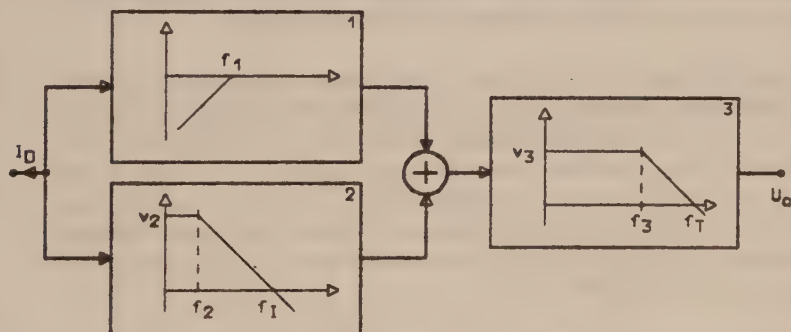


Abb. IV.
1.2.6

Blockschaltbild des
Strom- / Spannungsumsetzers



Bedingungen für einen weitgehend einpoligen Verlauf der Gesamtverstärkung:

1. $f_1 \ll f_1 = f_2 \cdot v_2$

2. $f_3 = f_1$

Abb. IV.
1.2.7

Frequenzgänge der
einzelnen Schaltungsblöcke

Die Struktur der Schaltung ist dem Blockschaltbild Abb. 1.2.6 zu entnehmen. Sie besteht aus dem Gleichspannungsverstärker, zusätzlich einem Hochpaß und einem Breitbandverstärker, der die Summe der Ausgangsspannungen des Gleichspannungsverstärkers und des Hochpasses weiterverstärkt. Der Vorteil dieser Anordnung liegt darin, daß die statischen Fehlergrößen praktisch ausschließlich vom Gleichspannungsverstärker bestimmt werden. Die Gleichspannungsfehler des Breitbandverstärkers haben so gut wie keinen Einfluß, da sie im gegengekoppelten Kreis um den Betrag der Leerlaufverstärkung des Gleichspannungsverstärkers unterdrückt werden. Die Gegenkoppelung der gesamten Verstärkerkette erfolgt mit der Impedanz Z_F , bestehend aus der Parallelschaltung von R_F und C_F .

Um ein gewünschtes Übertragungsverhalten des Strom- / Spannungsumsetzers zu erhalten, ergeben sich bestimmte Anforderungen an den Verlauf der Übertragungsfunktion der nicht gegengekoppelten Verstärkerkette über der Frequenz. Um die Stabilität des gegengekoppelten Systems sicherzustellen, ist eine ausreichende Phasenreserve bei der Durchtrittsfrequenz der Ringverstärkung erforderlich /14/. Angestrebt wird ein einpoliges Tiefpaßverhalten der Ringverstärkung bis in die Nähe der Durchtrittsfrequenz und eine Phasenreserve von etwa 60° .

In der vorliegenden Anwendung ist die gesamte wirksame Kapazität am Eingang des Verstärkers klein gegenüber der Gegenkoppelungskapazität und wird deshalb vernachlässigt. Das bedeutet, daß der Gegenkoppelungsfaktor k praktisch frequenzunabhängig gleich -1 ist. Damit ist der Verlauf der Ringverstärkung mit dem Verlauf der Leerlaufverstärkung identisch. Um das gewünschte einpolige Verhalten des Gesamtsystems zu erreichen, müssen die Frequenzgänge der einzelnen Blöcke aufeinander abgestimmt werden (Abb. 1.2.7).

Es ergeben sich für die Blöcke 1..3 aus Abb. 1.2.7 folgende Übertragungsfunktionen $G_1..G_3$:

$$G_1(s) = \frac{sT_1}{1 + sT_1} \quad ; \quad T_1 = \frac{1}{2\pi f_1}$$

$$G_2(s) = v_2 \cdot \frac{1}{1 + sT_2} \quad ; \quad T_2 = \frac{1}{2\pi f_2}$$

$$G_3(s) = v_3 \cdot \frac{1}{1 + sT_3} \quad ; \quad T_3 = \frac{1}{2\pi f_3}$$

Daraus ergibt sich die Übertragungsfunktion des Gesamtsystems zu

$$G(s) = \left[\frac{sT_1}{1 + sT_1} + \frac{v_2}{1 + sT_2} \right] \cdot \frac{v_3}{1 + sT_3}$$

T_1 wird so dimensioniert, daß $T_1 \gg T_2/v_2$, das heißt also, daß $f_1 \ll f_1$ aus Abb. 1.2.7 ist. Damit wird $G(s)$ näherungsweise zu

$$G(s) \approx \left[1 + \frac{v_2}{1 + sT_2} \right] \cdot \frac{v_3}{1 + sT_3}$$

$$G(s) \approx v_2 \cdot \frac{1/v_2 + sT_2/v_2 + 1}{1 + sT_2} \cdot \frac{v_3}{1 + sT_3}$$

Mit $1/v_2 \ll 1$ und der Dimensionierung $T_2/v_2 = T_3$, also $f_1 = f_3$, erhält man den gewünschten einpoligen Verlauf

$$G(s) = v_2 \cdot v_3 \cdot \frac{1}{1 + sT_2} \quad (1.21)$$

Abb. 1.2.8 zeigt das Schaltbild des Strom- / Spannungsumsetzers unter Anwendung dieses Prinzips. Als Gleichspannungsverstärker A2 wird der Operationsverstärker OPA 111 von Burr-Brown und als Breitbandverstärker A3 der Operationsverstärker HA-2539 von Harris eingesetzt (technische Daten in Abb. 1.2.9). Das Schaltbild weist gegenüber dem Blockschaltbild einige zusätzliche Schaltungsergänzungen auf, die erforderlich sind, um den Frequenzgang des HA-2539 in der gewünschten Weise einzustellen.

Die Gleichspannungsverstärkung v_3 des Breitbandverstärkers wird durch die Beschaltung mit R4 und R5 auf etwa 80 dB eingestellt. Eingangsspannungen mit Frequenzen oberhalb der Grenzfrequenz des Hochpasses RIC1 werden über den zweistufigen Impedanzwandler (T1,T2) auf den invertierenden Eingang des Breitbandverstärkers geführt. Der Operationsverstärker OPA 111 ist mit dem Eingang gleichspannungsgekoppelt und mit R8C9 als invertierender Integrator beschaltet. Seine Ausgangsspannung gelangt an den nicht invertierenden Eingang des HA-2539, womit im interessierenden Frequenzbereich eine phasenrichtige Addition von Gleichspannungs- und Hochfrequenzsignal durchgeführt wird.

Der Operationsverstärker HA-2539 ist nicht für ein einpoliges Tiefpaßverhalten der Leerlaufverstärkung frequenzkompensiert. Er besitzt laut Datenblatt ein Verstärkungs-Bandbreitenprodukt $v_{DC} \cdot f_g(v_{DC})$ von 600 MHz. Die Gleichspannungsverstärkung beträgt etwa 90 dB, die Grenzfrequenz der Leerlaufverstärkung etwa 20 kHz. Die Transitfrequenz der Leerlaufverstärkung liegt jedoch bei etwa 400 MHz, hervorgerufen durch eine weitere Grenzfrequenz bei 100 MHz (s. Abb. 1.2.9). Um die für die Ringverstärkung des gegengekoppelten Systems angestrebte Phasenreserve von 60° zu erhalten, muß die Durchtrittsfrequenz der Leerlaufverstärkung bei etwa 60 MHz liegen. Dazu ist eine zusätzliche Beschaltung des Operationsverstärkers erforderlich.

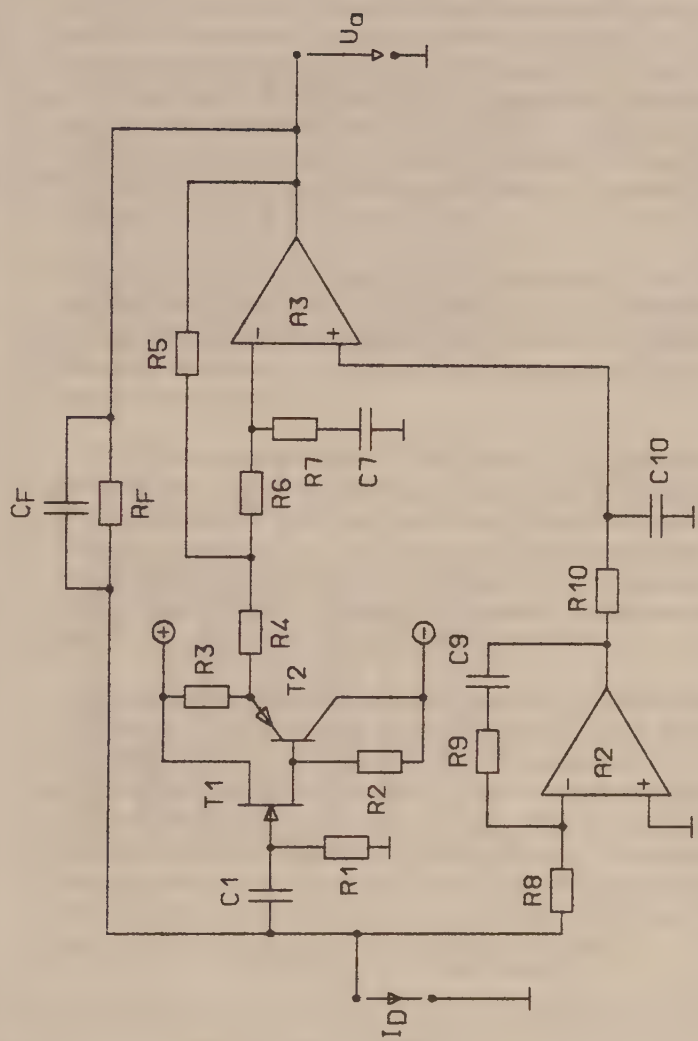


Abb. IV.
1.2.8

Schaltbild des neuen Strom- / Spannungsumsetzers

OPA 111

Eingangsfehlerspannung:

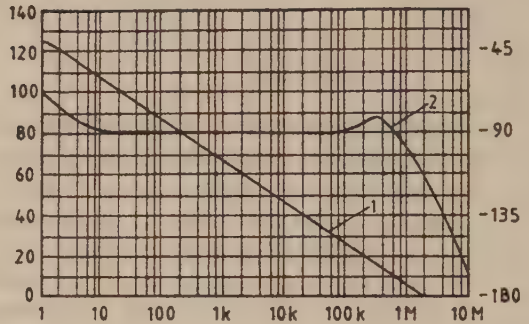
$$|U_{OS}| \approx 0,5 \text{ mV}$$

Eingangsruhestrom:

$$|I_B| \approx 2 \text{ pA}$$

Eingangsfehlerstrom:

$$|I_{OS}| \approx 1,5 \text{ pA}$$



HA-2539

Eingangswiderstand:

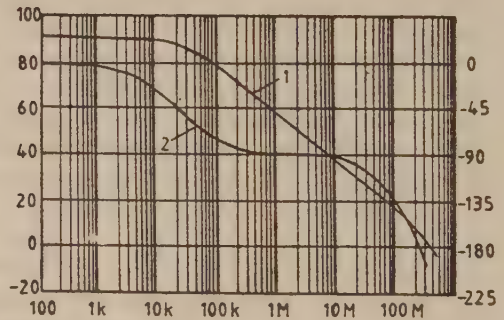
$$R_E = 10 \text{ k}\Omega$$

Ausgangswiderstand:

$$R_A = 30 \text{ }\Omega$$

Ausgangsstrom:

$$I_A \approx 10 \text{ mA}$$



1: Verstärkung

2: Phase

Abb. IV.

1.2.9

Technische Daten
der Operationsverstärker

Der Operationsverstärker HA-2539 hat keine von außen zugänglichen Kompensationspunkte. Die notwendige Absenkung seiner Leerlaufverstärkung wird deshalb mit Spannungsteilern durchgeführt, die den Eingängen des Operationsverstärkers vorgeschaltet sind. Die Teiler bestehen aus den Komponenten R6, R7 und C7 am invertierenden Eingang des HA-2539 und den Komponenten R9, R10 und C10 für den nicht invertierenden Eingang. Sie sind frequenzabhängig ausgelegt, da die Verstärkungsabsenkung bei niedrigen Frequenzen nicht erforderlich und nicht erwünscht ist.

Abb. 1.2.10 zeigt das Ergebniss der Berechnung der Leerlaufverstärkung mit dem Analyseprogramm SPICE /15/. Bei der Simulation wurden nur die wesentlichen Eigenschaften der eingesetzten Bauelemente (Eingangswiderstände / -Kapazitäten der Operationsverstärker und Transistoren) berücksichtigt.

Zur Abschätzung der zu erwartenden Eingangsdifferenzspannung bei Aussteuerung mit Einzelpulsen wurde eine Transientenanalyse mit SPICE durchgeführt. Dabei wurden Anstiegszeit, Breite und Abfallzeit des Eingangspulses anhand der Daten des Fotovervielfachers R434 (Abb. 2.2.2 in Kapitel II.2.2) simuliert. In Abb. 1.2.11 ist das Ergebnis der Analyse für den neuen Strom- / Spannungsumsetzer demjenigen des einfachen Strom- / Spannungsumsetzers gegenübergestellt.

Die maximal auftretende Differenzspannung bei Einzelimpulsen konnte um fast eine Größenordnung reduziert werden. Durch die Bandbreitenvergrößerung wird weiterhin der Eingangswiderstand im Bereich von etwa 1 kHz..1 MHz von 1 k Ω auf etwa 30 Ω verkleinert. Zur Überprüfung der Bandbreite und der Phasenreserve wurde die Sprungantwort des neuen Verstärkers gemessen. Anstiegszeit und Überschwängen zeigen eine gute Übereinstimmung mit den aus der Dimensionierung zu erwartenden Werten. Die gemessene Sprungantwort sowie weitere technische Daten des Verstärkers sind in Abb. 1.2.12 dargestellt.

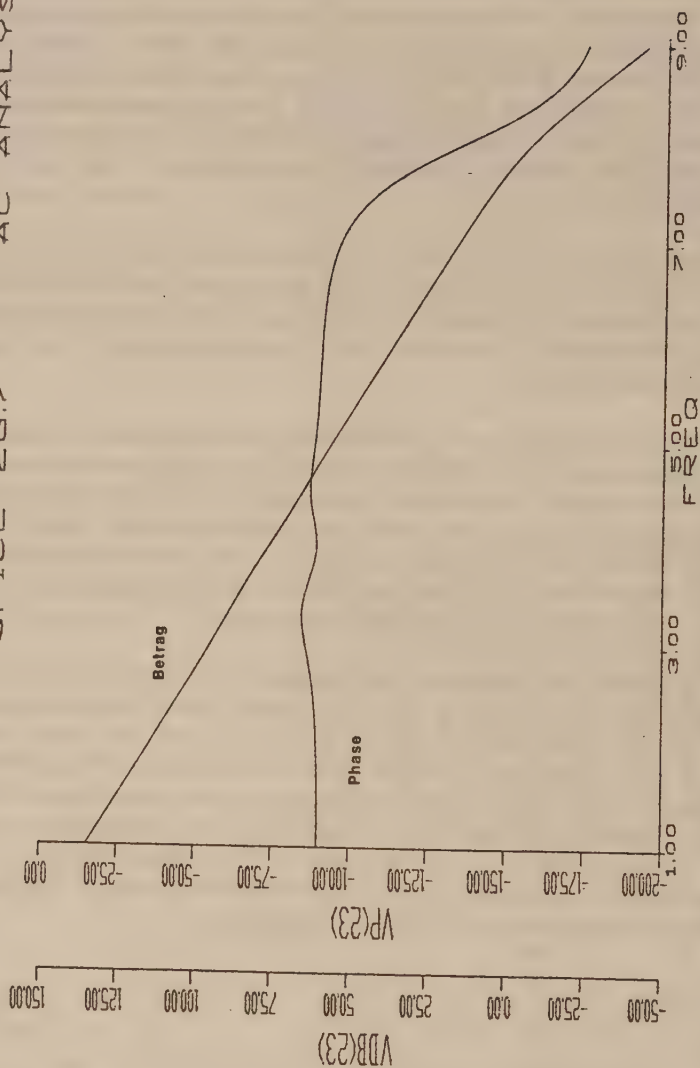
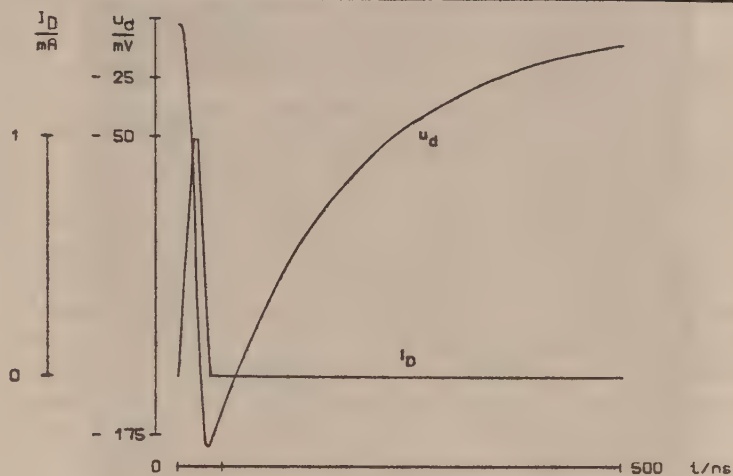
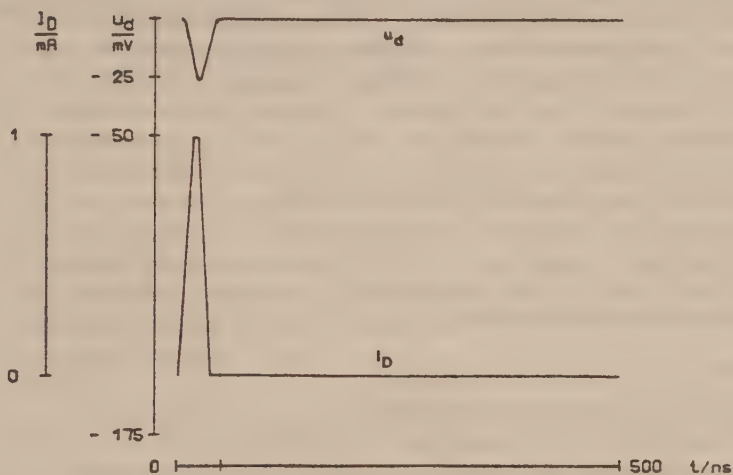


Abb. IV.
1.2.10

Berechneter Verlauf der Leerlaufverstärkung



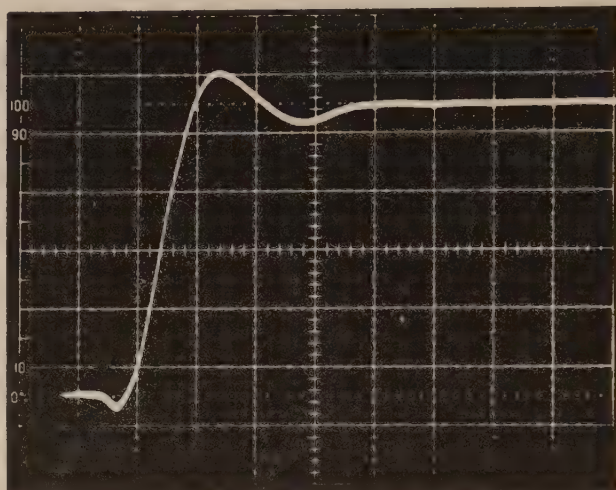
einfacher Strom- / Spannungsumsetzer



neuer Strom- / Spannungsumsetzer

Abb. IV.
1.2.11

Transientenanalyse



Sprungantwort des neuen Strom- / Spannungsumsetzers

horizontal : 10 ns / Skalenteil

vertikal : 10 mV / Skalenteil

Technische Daten

Anstiegszeit t_r : ≤ 8 ns

Ausgangsfehlerspannung $|U_{AF}|$: $\leq 0,5$ mV

Konversionsfaktor statisch : 1 V/ μ A

Grenzfrequenz des Konversionsfaktors : 1,6 kHz

Abb. IV.
1.2.12

Sprungantwort und technische Daten
des neuen Strom- / Spannungsumsetzers

IV.2

Aufbau der Signalverarbeitung des Stabilisierungssystems

IV.2.1 Analog- / Digitalprozessor

Die Signalverarbeitung für das Stabilisierungssystem hat die Aufgabe, das von Fehlereinflüssen des Detektors befreite Meßsignal U_M zur Verfügung zu stellen. Dazu sind einerseits analoge Rechenschaltungen (Multiplizierer, Addierer) für die analogen Signale U_{a1} , U_{a2} und U_M (Abb. III.1.2.1) erforderlich, andererseits sind für die Bestimmung des Korrekturfaktors KF umfangreiche Berechnungen notwendig, die am besten mit einem Digitalrechner durchzuführen sind. Mit dem Rechner läßt sich dann auch bequem die Steuerung des gesamten Stabilisierungssystems programmieren.

Der Analog- / Digitalprozessor enthält bis auf den Digitalrechner alle elektronischen Komponenten, die zur Realisierung des aufwandsminimalen Stabilisierungssystems mit einem Referenzstrahler erforderlich sind. Der Analog- / Digitalprozessor hat die Aufgabe, die für die Berechnung des Korrekturfaktors notwendigen Spannungen U_{a1} und U_{a2} zu messen und dem Rechner in digitaler Form zur Verfügung zu stellen. Die Spannung U_{a1} muß mit der im Rechner ermittelten Korrekturgröße KF multipliziert werden, um ein korrigiertes analoges Ausgangssignal U_M zu erhalten. Weiterhin ist eine Kompensation des in U_{a1} enthaltenen Überkoppelsignals des Referenzstrahls erforderlich. Zur Verbindung des Analog- / Digitalprozessors mit dem Steuerrechner ist ein Datenbus und ein Steuerbus vorgesehen. Die Wortbreite wird für jeden Bus auf 8 bit festgelegt, so daß auf der Rechnerseite übliche 8-bit-Parallelschnittstellen verwendet werden können.

Abb. 2.1.1 zeigt das Blockschaltbild des Analog- / Digitalprozessors. Um die für die Bestimmung des Korrekturfaktors KF notwendigen Größen unabhängig vom zeitlichen Verlauf des Meßsignals bestimmen zu können, muß die Messung der Spannungen U_{a1} und U_{a2} genau zeitgleich erfolgen. Hierzu werden zwei integrierende Analog- / Digitalumsetzer (ADU1 und ADU2) eingesetzt, die mit Hilfe einer weiteren Schaltungsgruppe (LOGIK) so synchronisiert werden, daß die Signalintegration beider Umsetzer gleichzeitig erfolgt (s.u.).

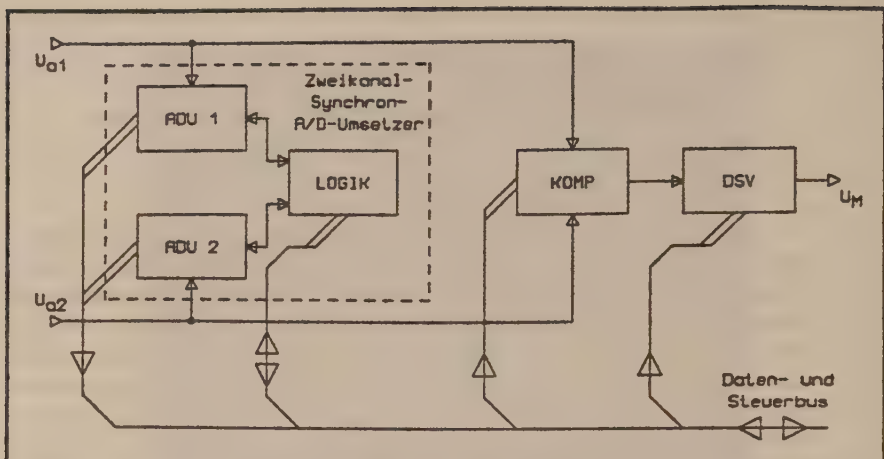


Abb. IV.
2.1.1

Blockschaltbild des
Analog- / Digitalprozessors

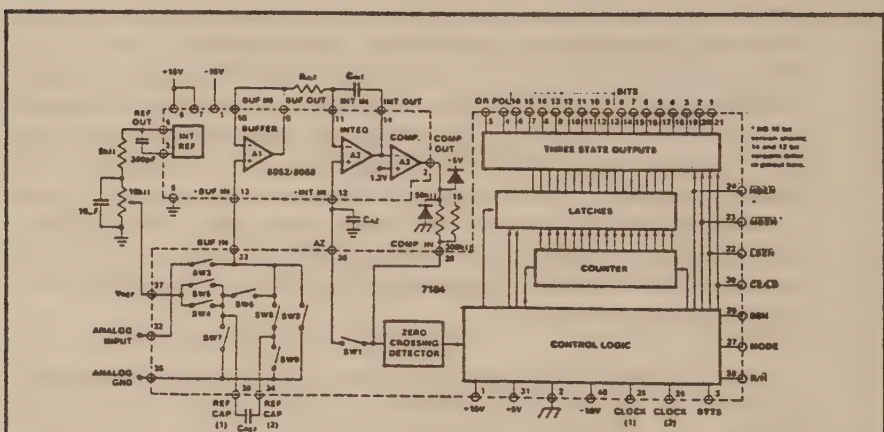


Abb. IV.
2.1.2

Blockschaltbild des
A/D-Umsetzers ICL 7104/8068

Um das korrigierte Meßsignal U_M zu erhalten, wird ein Verstärker eingesetzt, dessen Verstärkungsfaktor von der Steuerung digital einstellbar ist (DSV). Dadurch ist die für U_M verfügbare Signalbandbreite unabhängig von der Geschwindigkeit des Rechners, der nur in relativ großen Zeitabständen den Verstärkungsfaktor der Baugruppe DSV abhängig vom berechneten Korrekturfaktor KF verstellt. Ein weiterer Vorteil liegt darin, daß die A/D-Umsetzer für die Bestimmung des Korrekturfaktors KF optimiert werden können, da der Rechner nur die für die Korrektur notwendigen Signale verarbeitet, nicht aber das Meßsignal selbst erzeugt. Neben diesen Komponenten ist ein weiterer Block (KOMP) vorhanden, mit dessen Hilfe das Überkoppelsignal bei eingeschaltetem Referenzstrahl kompensiert wird. Auch dieser Block arbeitet mit einem digital einstellbaren Verstärker.

Die Baugruppen ADU1, ADU2 und LOGIK bilden zusammen den Zweikanal-Synchron-A/D-Umsetzer und werden deshalb gemeinsam besprochen. Der Umsetzer muß folgende Anforderungen erfüllen:

- Zeitgleiche Messung von U_{a1} und U_{a2}
- Meßbereich $0 \leq (U_{a1}, U_{a2}) \leq 10 \text{ V}$
- Quantisierungsschrittweite $\leq 1 \text{ mV}$
- A/D-Umsetzung und Datenübertragung extern steuerbar

Zur Bestimmung des Korrekturfaktors KF mit einer dem Meßsignal angepaßten Genauigkeit (s. nächstes Kapitel) ist eine Rauschfilterung der Spannungen U_{a1} und U_{a2} erforderlich. Die Filterung erfolgt am einfachsten durch zeitliche Mittelung der beiden Spannungen, bis die notwendige Genauigkeit erreicht ist. Hierfür sind integrierende A/D-Umsetzer besonders gut geeignet, da sie bereits während der Messung eine Mittelung durchführen. Die eingestellte Signalintegrationszeit ist das kürzeste Mittelungsintervall. Durch wiederholte Messung stehen alle ganzzahligen Vielfachen des kürzesten Intervalls als effektive Mittelungszeit zur Verfügung.

Als Analog- / Digitalumsetzer, die alle Anforderungen erfüllen, kommen pro Kanal zwei integrierte Schaltungen vom Typ ICL 7104 / ICL 8068 von Intersil zum Einsatz. Sie bilden zusammen integrierende A/D-Umsetzer nach dem Doppelrampenverfahren. Abb. 2.1.2 zeigt das Blockschaltbild des kompletten Umsetzers für einen Kanal.

Der ICL 7104 ist in drei Versionen erhältlich, die sich im Digitalteil unterscheiden. Er ist beim ICL 7104-12 für eine Auflösung von 12 bit, beim ICL 7104-14 für 14 bit und beim ICL 7104-16 für 16 bit ausgelegt. Für die vorliegende Anwendung wird der Typ ICL 7104-14 ausgewählt. Damit ergibt sich bei dem oben geforderten Meßbereich eine Auflösung von etwa 0,6 mV und bei Verwendung der vom Hersteller empfohlenen Taktfrequenz von etwa 200 kHz ein "Grundintegrationszeitintervall" $T_1 = 40 \text{ ms}$ (8192 Takte bei $f = 204,8 \text{ kHz}$).

Die im ICL 8068 vorhandene Referenzspannungsquelle ist auf Grund des für die vorliegende Anwendung ungünstigen Wertes (1,5..2 V) und des zu großen Temperaturkoeffizienten (typisch 40 ppm / °C) zur Einhaltung der notwendigen Genauigkeit ungeeignet. Deshalb wird die Referenzspannung mit Hilfe des Referenzelements AD 584 von Analog Devices extern erzeugt. Das Element liefert ohne weitere Beschaltung die notwendige Referenzspannung von 5 V mit einer Ungenauigkeit $\leq 10^{-3}$, so daß kein weiterer Abgleich nötig ist. Der Temperaturkoeffizient der Referenzspannung ist $\leq 5 \text{ ppm / } ^\circ\text{C}$.

In Abb. 2.1.3 ist das Schaltbild des Synchron-A/D-Umsetzers dargestellt. Das für die Umsetzer erforderliche Taktsignal wird mit einem Quarzoszillator (L-IC1) erzeugt und beiden Umsetzern parallel zugeführt. Da die Umsetzung der Spannungen beider Kanäle zeitgleich erfolgen und durch ein externes Signal gestartet werden muß, werden die Umsetzer nach jedem Umsetzzyklus in einem definierten Zustand angehalten (Nullabgleich). Erst dann wird das externe Startsignal für beide Umsetzer gleichzeitig freigegeben.

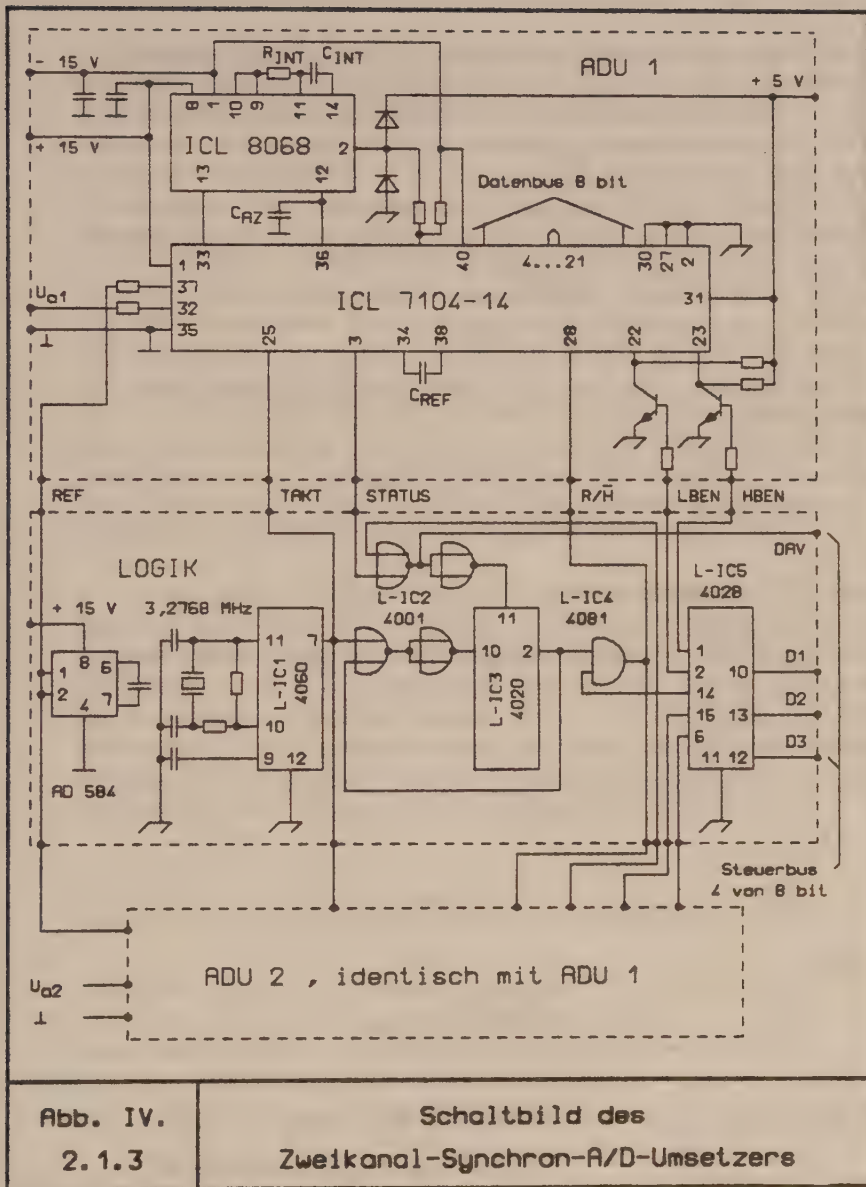


Abb. IV.
2.1.3

Schaltbild des
Zweikanal-Synchron-A/D-Umsetzers

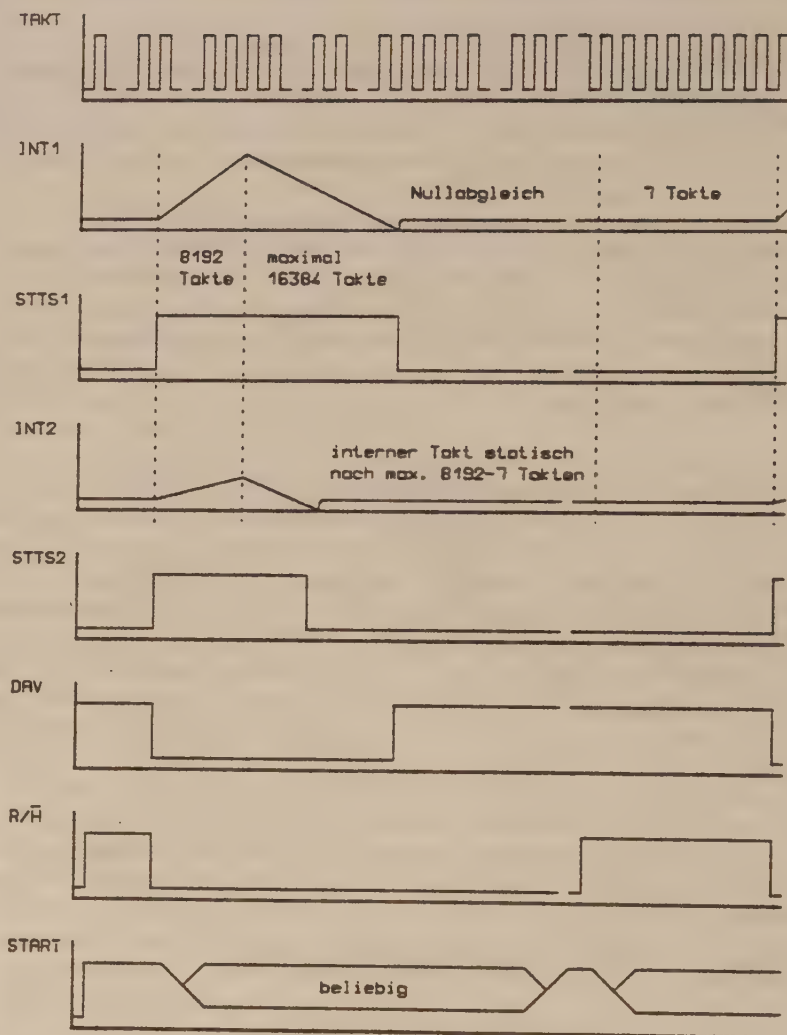


Abb. IV.
2.1.4

Zeitdiagramm des Zweikanal-
Synchron-A/D-Umsetzers

Abb. 2.1.4 zeigt ein Zeitdiagramm für einen kompletten Umsetzzyklus mit anschließender Synchronisierung. Die für die Synchronisierung notwendige Schaltung besteht aus den integrierten Schaltungen L-IC2, L-IC3 und L-IC4 (Abb 2.1.3). Aus den beiden Status-Signalen der A/D-Umsetzer wird zunächst ein Signal DAV für die Steuerung generiert, das anzeigt, daß an beiden Umsetzern gültige Daten verfügbar sind. Aus der Abbildung 2.1.4 ist zu entnehmen, daß die Umsetzer nach dem Wechsel des Statussignals zunächst einen Nullabgleich durchführen und danach zu einem neuen Umsetzzyklus bereit sind. Der Nullabgleich dauert maximal 8192 Taktperioden. Die Umsetzer können 7 Taktperioden vor Ende des Nullabgleichs in diesem Zustand angehalten werden. Der Zähler L-IC3 zählt diese 8192 Taktperioden nach Erscheinen des DAV-Signals mit und gibt danach erst über L-IC4 den Start einer neuen Umsetzung frei. So ist sichergestellt, daß in jedem Fall beide Umsetzer 7 Taktperioden nach Anlegen des Start-Signals (bzw. nach der Freigabe, wenn das Start-Signal schon vorher anlag) gleichzeitig mit der Signalintegration beginnen.

Der Synchron-A/D-Umsetzer wird über 4 Leitungen des Steuerbusses gesteuert. Drei davon sind Eingänge des Analog- / Digitalprozessors, die die kodierte Information über den Start der Umsetzung und den Datenverkehr mit dem Steuergerät enthalten. Die vierte Leitung übermittelt die Rückmeldung über den Betriebszustand des Umsetzers an den Steuerrechner. Da über drei Leitungen fünf Funktionen gesteuert werden müssen, wird mittels des Dekoders L-IC5 jeder Signalkombination der drei Leitungen eine eindeutige Funktion zugeordnet. Es bedeuten

D3	D2	D1	Funktion
0	0	0	keine
0	0	1	starte Umsetzung
0	1	0	sende low-byte 1
0	1	1	sende low-byte 2
1	0	0	sende high-byte 1
1	0	1	sende high-byte 2
1	1	0	keine
1	1	1	keine

Der digital steuerbare Verstärker DSV muß folgenden Anforderungen genügen:

- Verstärkungsfaktor V_D einstellbar : $0,5 \leq |V_D| \leq 1,5$
- Ungenauigkeit der Verstärkungseinstellung $< 10^{-3}$
- Ausgangsfehlerspannung $|U_{AF}| < 1 \text{ mV}$
- Aussteuerungsbereich : $U_{Amax} \geq 10 \text{ V}$

Zur digitalen Verstärkungseinstellung wird ein multiplizierender Digital- / Analogumsetzer eingesetzt. Dieser Umsetzertyp verfügt über einen Analogeingang und eine Anzahl digitaler Daten- und Steuereingänge. In der in Abb. 2.1.5 angegebenen Grundschialtung eines digital steuerbaren Verstärkers mit einem multiplizierenden D/A-Umsetzer mit einer Auflösung von n bit ergibt sich ohne R_{FF} die Ausgangsspannung U_M zu

$$U_m = - \frac{z}{2^n} * U_{a1} \quad [2.11]$$

z ist das digitale Eingangssignal und liegt im Bereich $0 \leq z \leq 2^n - 1$. Damit ergibt sich ein Einstellbereich für die Ausgangsspannung U_M von

$$0 \leq |U_m| \leq (1 - 2^{-n}) U_{a1}$$

und durch Addition von $0,5 U_{a1}$ ($R_{FF} = 2 R_{FB}$) der geforderte Stellbereich von

$$0,5 U_{a1} \leq |U_m| \leq (1,5 - 2^{-n}) U_{a1}$$

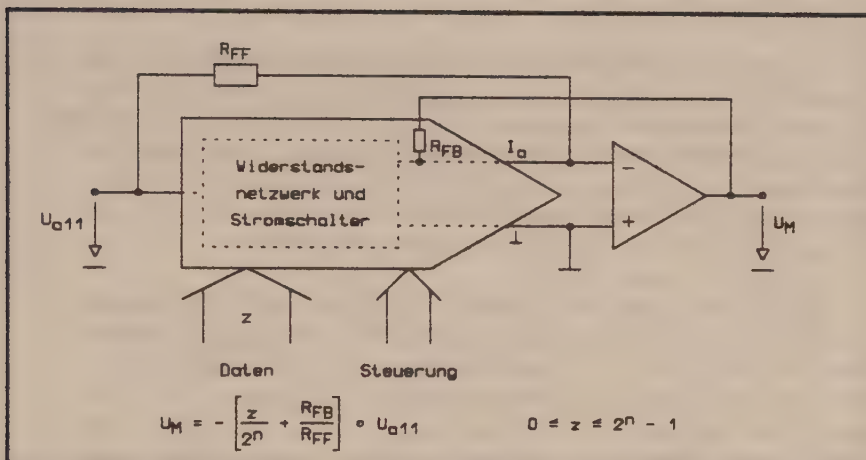


Abb. IV.
2.1.5

Grundschtaltung des
digital steuerbaren Verstärkers

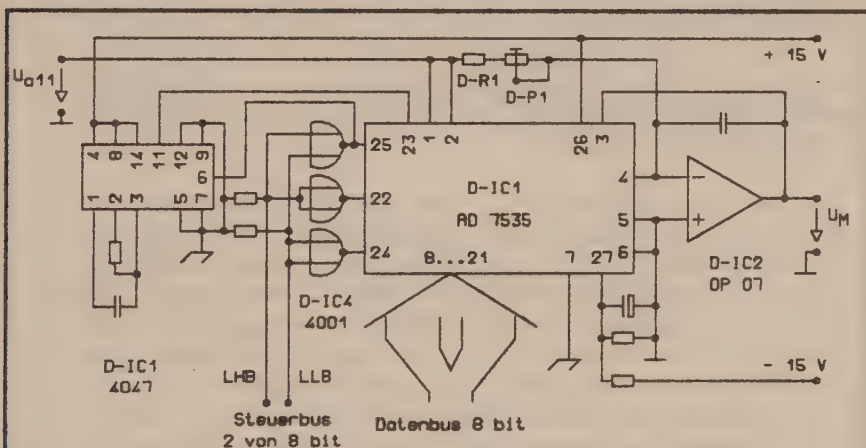


Abb. IV.
2.1.6

Schaltbild des
digital steuerbaren Verstärkers

Die Tatsache, daß der Faktor 1,5 nicht ganz erreicht wird, ist für die vorliegende Anwendung ohne Bedeutung. Abb. 2.1.6 zeigt das Schaltbild des DSV. Der integrierte Schaltkreis D-IC1 ist der als multiplizierender D/A-Umsetzer eingesetzte AD 7535 von Analog Devices. Dieser D/A-Umsetzer besitzt eine Auflösung von 14 bit. Er ist auf Grund der Struktur seiner Datenregister für die digitale Steuerinformation besonders gut zum Einsatz in busgesteuerten Systemen geeignet (Abb. 2.1.7).

Der AD 7535 benötigt vier Signale, die die Übernahme der digitalen Information in die Eingangsregister und in das DAU-Register steuern (Abb. 2.1.7). Der Analog- / Digitalprozessor arbeitet mit einer Datenbusbreite von 8 bit, sodaß zur Einstellung des DAV (insgesamt 14 bit) zwei Datenwörter übertragen werden müssen. Mit den Steuerleitungen LHB und LLB wird selektiert, in welches der beiden Eingangsregister das gerade anliegende Datenwort übernommen wird.

Mit Hilfe der integrierten Schaltung D-IC3 wird nach einer Zeit von ca. 1 ms nach dem letzten Ladevorgang eines Eingangsregisters das DAU-Register automatisch geladen. Damit wird erreicht, daß immer der Inhalt beider Eingangsregister parallel in das DAU-Register übernommen wird, ohne daß weitere Busaktivitäten des Steuerrechners erforderlich sind. Wenn für kleine Verstärkungsänderungen nur das niederwertige Datenwort geändert werden muß, ist die Einstellung des DSV auch mit nur einem Ladezyklus möglich.

Der Operationsverstärker D-IC2 wird mit dem D/A-Umsetzer zu einem invertierenden Verstärker zusammengeschaltet. Die Addition von -0,5 zu dem mit dem D/A-Umsetzer eingestellten Verstärkungsfaktor V_D erfolgt mit den Widerständen D-R1 und D-P1 (Abb. 2.1.6). Da seitens des Herstellers der Absolutwert des Gegenkoppelwiderstandes R_{FB} im D/A-Umsetzer nur ungenau spezifiziert ist, wird mit D-P1 ein Abgleich auf $V_D = -1$ bei $z = 8192$ durchgeführt. Als Operationsverstärker D-IC2 wird der Typ OP 07 von PMI eingesetzt. Damit läßt sich die Forderung bezüglich der Ausgangsfehlerspannung U_{AF} ohne jeden Abgleich einhalten.

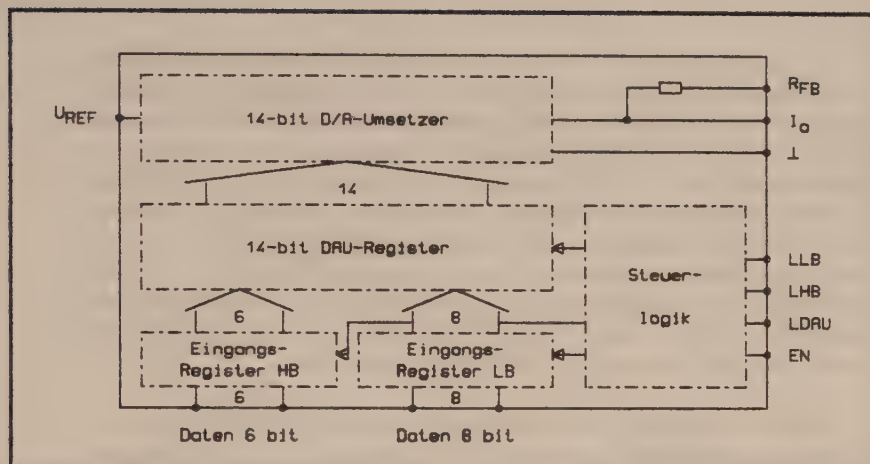


Abb. IV.
2.1.7

Funktionsbild des AD 7535

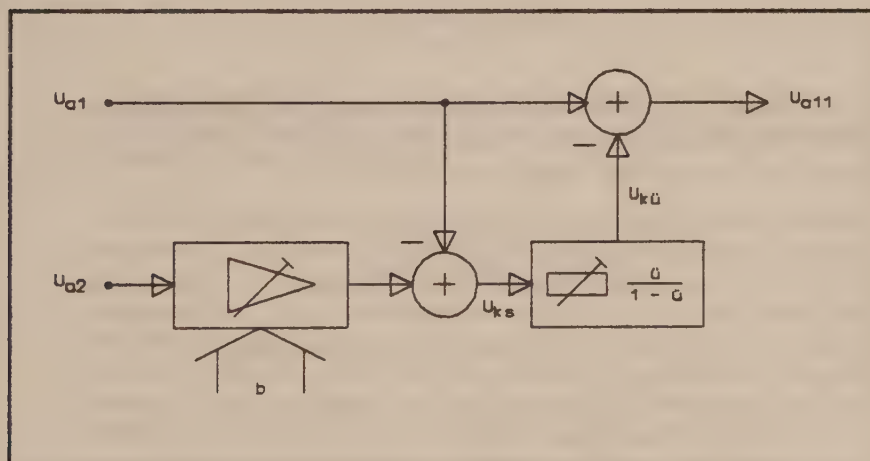


Abb. IV.
2.1.8

Blockschaltbild der Baugruppe KOMP

Die Baugruppe KOMP (Abb. 2.1.1) übernimmt die Kompensation des Überkoppelsignals. Dieses Signal ist nur bei eingeschaltetem Referenzstrahl im Kanal 1 vorhanden. Da der zeitliche Verlauf des Überkoppelsignals während der Übergangszeiten beim Öffnen und Schließen der mechanischen Blende nicht bekannt ist, wird die Kompensationsspannung aus dem Referenzsignal im Kanal 2 selbst erzeugt. Damit ist der dynamische Verlauf der Referenz- und Überkoppelspannung beim Ein- und Ausschalten beliebig. Zusätzlich wird nicht nur der Mittelwert der Überkoppelspannung kompensiert, sondern teilweise auch der Momentanwert aufgehoben. Dies ist durch andere Methoden, wie beispielsweise das Aufschalten einer Gleichspannung, nicht zu erreichen.

Abb. 2.1.8 zeigt das Blockschaltbild der Baugruppe KOMP. Die Detektorausgangsspannung U_{a2} wird zunächst mit dem vom Steuerrechner berechneten Balancefaktor b multipliziert. Danach wird die Differenz mit U_{a1} gebildet. Da der Faktor b aus dem Quotienten $U_{a1,1} / U_{a2,1}$ gebildet wird, ist folglich bei ausgeschaltetem Referenzsignal

$$U_{ks,1} = b \cdot U_{a2,1} - U_{a1,1} = 0$$

Das bedeutet, daß die Kompensationsschaltung bei ausgeschalteter Referenz keine Änderung an der dem DSV zugeführten Spannung vornimmt. Bei eingeschalteter Referenz ergibt sich

$$\begin{aligned} U_{a1,2} &= U_{a1,2m} + U_{a1,2u} \\ U_{a2,2} &= U_{a2,2m} + U_{a2,2r} \end{aligned}$$

- mit
- $U_{a1,2m}$: durch den Meßstrahl erzeugte Spannung im Kanal 1
 - $U_{a1,2u}$: durch das Überkoppeln erzeugte Spannung im Kanal 1
 - $U_{a2,2m}$: durch den Meßstrahl erzeugte Spannung im Kanal 2
 - $U_{a2,2r}$: durch den Referenzstrahl erzeugte Spannung im Kanal 2

Somit wird $U_{ks,2}$ zu

$$U_{ks,2} = b (U_{a2,2m} + U_{a2,2r}) - (U_{a1,2m} + U_{a1,2ü})$$

und mit

$$b \cdot U_{a2,2m} = U_{a1,2m}$$

$$b \cdot U_{a2,2r} = U_r$$

$$U_{a1,2ü} = \ddot{u} \cdot U_r$$

ergibt sich

$$U_{ks,2} = U_r(1 - \ddot{u})$$

Da der Überkoppelfaktor $\ddot{u}$ nach einer Kalibriermessung (Kapitel IV.3.2) bekannt ist, läßt sich $U_{ks,2}$ weiter korrigieren:

$$U_{kü,2} = U_r(1 - \ddot{u}) \cdot \frac{\ddot{u}}{1 - \ddot{u}} = \ddot{u} \cdot U_r$$

Damit steht mit $U_{kü,2}$ das Überkoppelsignal allein zur Verfügung, mit dem durch Subtraktion von U_{a1} der Fehler durch das Überkoppeln im Meßkanal völlig beseitigt wird.

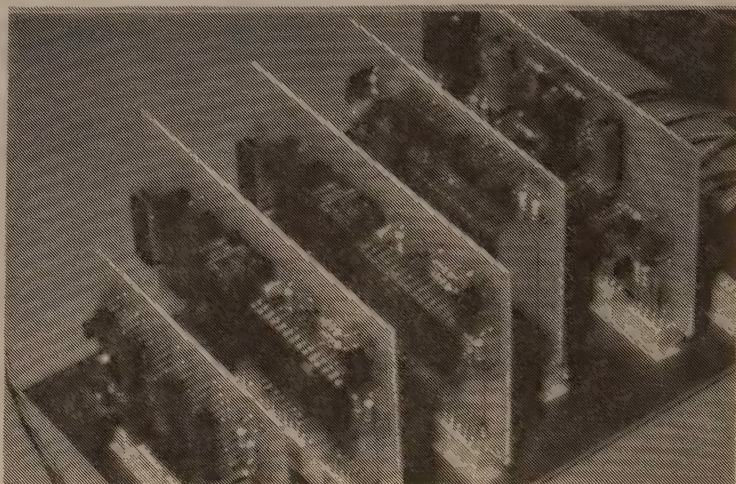
Abb. 2.1.9 zeigt das Schaltbild der Baugruppe KOMP. Für die Multiplikation von U_{a2} mit dem Faktor b ist wiederum ein steuerbarer Verstärker erforderlich, der bezüglich der Schaltungsstruktur des invertierenden Verstärkers und des multiplizierenden D/A-Umsetzers mit dem DSV identisch ist. Anders als beim DSV kommt hier jedoch ein D/A-Umsetzer mit einer Auflösung von 8 bit zum Einsatz. Der infolge der geringen Auflösung bei der Bildung von U_{K1} entstehende Fehler wird durch den Überkoppelfaktor $\ddot{u}$ so weit verkleinert, daß er ohne Bedeutung ist. Bereits bei einem Wert von $\ddot{u} = 0,1$ beträgt der Fehler F nur noch

$$F = \frac{\ddot{u}}{1 - \ddot{u}} \cdot \frac{1}{2^n} = \frac{0,1}{0,9} \cdot \frac{1}{256} = 4,34 \cdot 10^{-4}$$

Die in der Baugruppe KOMP eingesetzten Operationsverstärker sind ebenfalls vom Typ OP 07. Die Dimensionierung der Beschaltung gewährleistet ausreichend kleine Fehlerspannungen ohne Abgleich. Das Potentiometer K-P1 wird so abgeglichen, daß sich bei der Einstellung $z = 128$ des D/A-Umsetzers und gleichen Eingangsspannungen U_{a1} und U_{a2} am Ausgang des Operationsverstärkers K-IC2 der Wert Null ergibt. Der Faktor $\ddot{u} / (1 - \ddot{u})$ wird mit K-P2 eingestellt.

Die maximalen Eingangsspannungen U_{a1} und U_{a2} betragen 10 V. Die Spannung U_r muß im Normalbetrieb im Bereich 1 V ... 2 V liegen.

Abb. 2.1.10 zeigt ein Foto des Analog- / Digitalprozessors.



gesteckte Baugruppen von links nach rechts:

1. LOGIK
2. ADU1
3. ADU2
4. DSV
5. KOMP

Abb. IV.
2.1.10

Foto des Analog- / Digitalprozessors

IV.2.2 Steuerung

Zur Steuerung des Konversionsfaktor-Stabilisierungssystems wird ein Tischrechner vom Typ SAM68K der Firma KWS eingesetzt. Dieses Rechnersystem basiert auf den Mikroprozessoren der M68000 - Familie von Motorola. Es ist besonders für den Einsatz in der Prozess-Steuerung und Meßdatenverarbeitung geeignet. Im Rechner ist eine Steckkarte mit analogen und digitalen Ein- / Ausgabemöglichkeiten vorhanden, weiterhin eine Karte mit einer IEC-Bus-Schnittstelle, die den Anschluß üblicher Labormeßgeräte ermöglicht. Ein auf der Ein- / Ausgabeplatine vorhandener integrierter Schaltkreis vom Typ MC 68230 enthält u.a. zwei 8-bit-Parallelschnittstellen, die die Verbindung des Rechners mit dem Analog- / Digitalprozessor herstellen.

Der Rechner arbeitet mit einem speziell entwickelten, vom Hersteller mitgelieferten Betriebssystem (SUSY). Zur Unterstützung der Programmierung von zeitabhängigen Steuerungs- und Regelungsaufgaben ist die echtzeitfähige Hochsprache SORBAS, für die Programmierung auf Maschinenebene ein Assembler vorhanden. Ein zum SORBAS-System gehörendes Bindeprogramm ermöglicht die Kombination von SORBAS-Modulen mit Assembler-Programmen.

Das Programm für die Konversionsfaktor-Stabilisierung hat neben der Steuerung des zeitlichen Ablaufs der Funktionen des Analog- / Digitalprozessors die Aufgabe, alle notwendigen Berechnungen zur Bestimmung des Korrekturfaktors KF durchzuführen. Dazu ist zuerst die Ermittlung des Balancefaktors b zur Korrektur der Unsymmetrie der Konversionsfaktoren von Kanal 1 und Kanal 2 erforderlich, danach wird die Größe der vom Referenzstrahl erzeugten Spannung U_r im Kanal 2 gemessen (s. Teil III). Aus dem Verhältnis der gemessenen Referenzspannung zu einer im Rechner als fester Wert vorgegebenen Spannung wird der Verstärkungsfaktor für die Einstellung des steuerbaren Verstärkers (DSV) des Analog- / Digitalprozessors berechnet. Die Baugruppe KOMP benötigt den Balancefaktor zur Kompensation des vom Referenzstrahl erzeugten Überkoppelsignals.

Abb. 2.2.1 zeigt ein Funktionsbild des gesamten Steuerprogramms. Das Modul SYSCON steuert den zeitlichen Ablauf für einen Korrekturzyklus, der nach dem Starten des Programms ständig wiederholt wird. Die Module CALCBAL und BALMESS dienen der Bestimmung des Balancefaktors (BAL), die Module CALCREF und REFMESS entsprechend der Berechnung des vom Referenzstrahl abhängigen Referenzwerts (REFWERT). Die Größen BAL und REFWERT werden vom Modul SYSCON zur Einstellung der steuerbaren Verstärker der Baugruppen KOMP (mit BAL) und DSV (mit V-FAKTOR) des Analog- / Digitalprozessors benutzt. Die hierfür notwendigen Daten und Steuersignale für den Analog- / Digitalprozessor werden in den Modulen KOMP-ST und DSV-ST erzeugt. Die Module AD-ST und AD-E beinhalten die Steuerung des Synchron-A/D-Umsetzers. Dabei wird das Starten der Umsetzung und das Einlesen der Daten von getrennten Modulen durchgeführt, um während der Signalintegrationszeit der A/D- Umsetzer parallele Berechnungen durchführen zu können.

Die effektive Rate $X_{e,m}$ des Meßstrahls ist abhängig von der physikalischen Meßgröße und damit zeitlich nicht konstant. Das bedeutet, daß auch das Signal- / Rauschverhältnis des vom Meßstrahl hervorgerufenen Detektorausgangssignals nicht konstant ist. Um den statistischen Fehler bei der Berechnung des Korrekturfaktors KF und der daraus abgeleiteten Größe V-FAKTOR zur Einstellung der Verstärkung des DSV (Abb. 2.2.1) unabhängig vom Signal- / Rauschverhältnis des Meßsignals zu machen, wird im Programm eine signalabhängige Filterung durchgeführt. Sie wird anhand der Funktion der Module CALCBAL und BALMESS beschrieben.

Abb. 2.2.2 zeigt das Funktionsbild des Moduls CALCBAL. Bei Aufruf des Moduls durch die Ablaufsteuerung im Modul SYSCON wird zunächst eine Messung des Balancefaktors durchgeführt. Das Modul BALMESS liefert die Größen BAL und SIGMABAL, aus denen der relative statistische Fehler der Größe BAL berechnet wird. Aus diesem Fehler wird die Anzahl M der noch notwendigen Messungen für einen bestimmten vorgegebenen relativen Fehler FGB ermittelt.

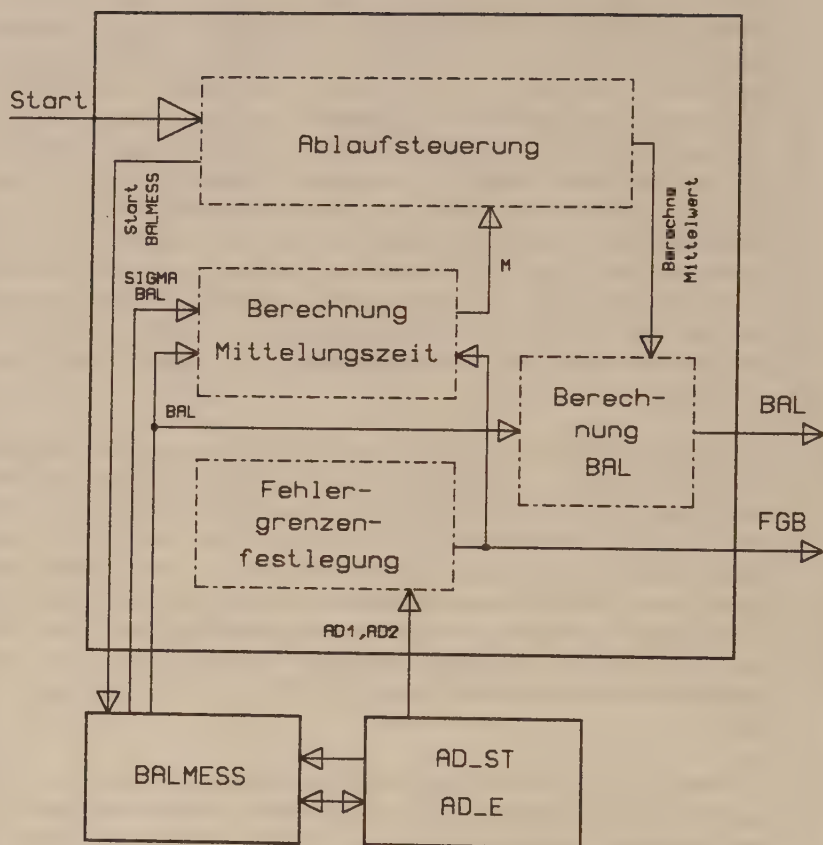


Abb. IV.
2.2.2

Funktionsbild des Moduls CALCBAL

Die Fehlergrenze FGB wird ebenfalls vom Modul CALCBAL festgelegt. Bei völlig rauschfreien Eingangssignalen ergibt sich in Abhängigkeit von der Eingangsspannung auf Grund der Quantisierung der A/D-Umsetzer eine untere sinnvolle Grenze für den relativen Fehler. CALCBAL legt die Fehlergrenze in drei Stufen fest: 0,5 % für Eingangsspannungen U_{a1} und U_{a2} zwischen 0,1 V und 0,4 V, 0,2 % für Spannungen zwischen 0,4 V und 0,8 V und 0,1 % für Spannungen über 0,8 V.

Bei Spannungen unter 0,1 V werden unabhängig vom daraus resultierenden statistischen Fehler keine weiteren Messungen zur Mittelung mehr durchgeführt, da bei derart kleinen Signalen - herrührend von sehr starker Absorption im Meßgut - ohnehin die erreichbare Meßgenauigkeit bei sonst gleichbleibenden Parametern und optimaler Abstimmung der Meßanlage stark zurückgeht (Kapitel I.3.2). Die Stufen sind so gewählt, daß in den beiden oberen Bereichen die Quantisierungsschrittweite der A/D-Umsetzer an der unteren Bereichsgrenze etwa der eingestellten Fehlergrenze entspricht. Die momentan eingestellte Fehlergrenze wird neben weiteren Betriebsparametern auf dem Bildschirm des Rechners angezeigt.

Die Anzahl der insgesamt durchgeführten Messungen wird auf maximal 10 begrenzt. Damit ergibt sich eine Maximaldauer von etwa 50 s zur Bestimmung der endgültigen Größe BAL (bei U_{a1} , $U_{a2} \approx 1$ V), die an das Modul SYSCON übergeben wird. Die Zwischenwerte BAL und die Größe SIGMABAL werden vom Modul BALMESS ermittelt und an CALCBAL weitergegeben.

Das Funktionsbild des Moduls BALMESS ist in Abb. 2.2.3 dargestellt. Es enthält einen Block zur Berechnung der Größen BAL und SIGMABAL, einen Block zur Fehlererkennung und ebenfalls eine eigene Ablaufsteuerung. Die Ablaufsteuerung veranlaßt im Normalbetrieb direkt nacheinander 50 A/D-Umsetzzyklen des Synchron-A/D-Umsetzers. Aus den 50 Wertepaaren ($U_{a1,i}$, $U_{a2,i}$) werden 50 Balancefaktoren b_i , deren Summe und Quadratsumme berechnet.

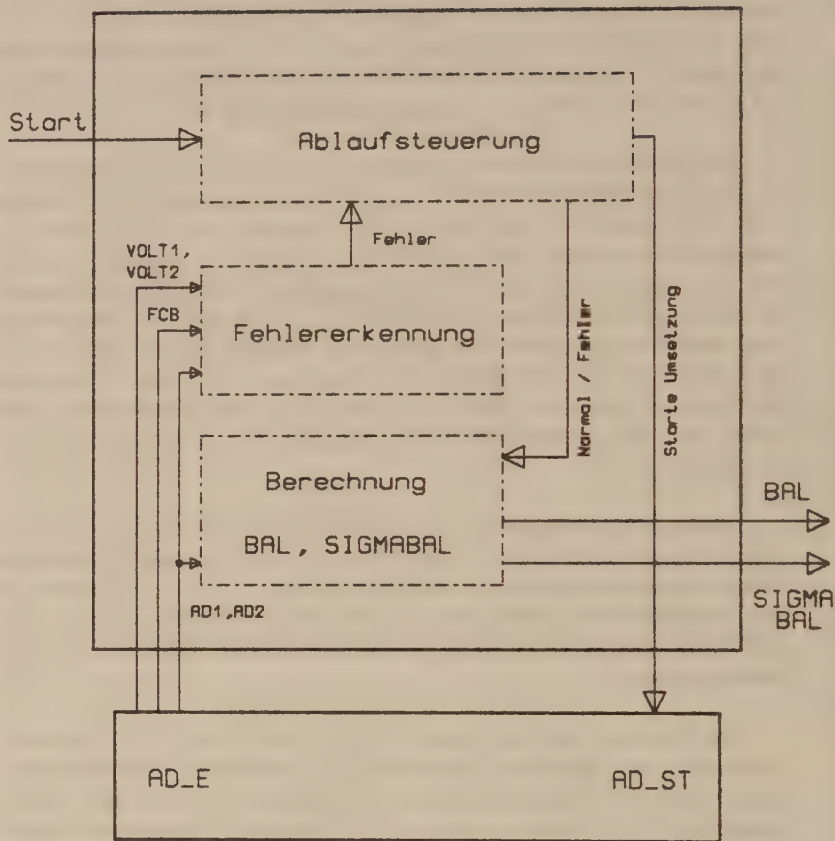


Abb. IV.
2.2.3

Funktionsbild des Moduls BALMESS

Die Berechnungen werden jeweils nach dem Starten einer A/D-Umsetzung mit dem Modul AD-ST während der Signalintegrationsphase des Synchron-A/D-Umsetzers durchgeführt. Auf diese Weise wird erreicht, daß die vom Modul BALMESS insgesamt benötigte Zeit zur Erzeugung der Größen BAL und SIGMABAL praktisch ausschließlich von der vom Synchron-A/D-Umsetzer für die 50 Umsetzzyklen benötigten Zeit abhängt. Die zeitliche Koordination der Parallelverarbeitung wird ebenfalls von der Ablaufsteuerung des Moduls BALMESS übernommen. Anschließend wird der Mittelwert BAL und die Standardabweichung SIGMABAL berechnet und an das Modul CALCBAL übergeben, das dann in der oben beschriebenen Weise über den weiteren Ablauf entscheidet. Die Balancefaktoren b_i entstehen durch Quotientenbildung der Spannungen $U_{a1,i}$ und $U_{a2,i}$. Das bedeutet, daß zumindest der Nenner nicht beliebig klein werden darf, um ein Verlassen des vom Rechner darstellbaren Zahlenbereichs zu verhindern. Im Block Fehlererkennung wird deshalb bei zu kleinen Eingangsspannungen U_{a1} und U_{a2} die Mittelung abgebrochen und die Steuerung wieder an das Modul CALCBAL übergeben.

Bei Übersteuerung des Synchron-A/D-Umsetzers durch zu große Eingangsspannungen signalisiert das Modul AD-E über die Variable FCB, daß die anliegenden Daten ungültig sind. Dieser Zustand wird ebenfalls im Block Fehlererkennung behandelt. Weiterhin wird überprüft, ob die Balancefaktoren b_i innerhalb des festgelegten Bereichs $0,75 \leq b_i \leq 1,25$ liegen. Jedes Auftreten eines Fehlers führt zum Abbruch der Mittelung und zur Rückgabe der Steuerung an das Modul CALCBAL. Da im Fehlerfall die Berechnung eines neuen Wertes für BAL nicht mehr möglich ist, wird in der vorliegenden Programmversion bei Auftreten eines Fehlers immer der letzte gültige Wert BAL zurückgegeben. Das hat den Vorteil, daß kurze starke Störungen während der Bestimmung des Balancefaktors völlig unterdrückt werden.

Die Berechnung der Größe REFWERT wird in entsprechender Weise von den Modulen CALCREF und REFMESS durchgeführt, nachdem vom Modul SYSCON der Referenzstrahl eingeschaltet wurde (Abb. 2.2.1). Auch bei der Bestimmung der Größe REFWERT wird wiederum eine signalabhängige Filterung vorgenommen. Als Grenze für den relativen statistischen Fehler der Größe REFWERT wird der vom Modul CALCBAL ermittelte Wert FGB benutzt.

Nach Übergabe der Größe REFWERT wird vom Modul SYSCON der notwendige Verstärkungsfaktor V-FAKTOR berechnet und über das Modul DSV-ST an den digital steuerbaren Verstärker DSV übermittelt. Der Wert BAL wurde bereits vor Beginn der Referenzmessung an die Baugruppe KOMP gesandt, um beim Einschalten des Referenzstrahls die korrekte Kompensation des Überkoppelsignals zu gewährleisten. Damit ist ein kompletter Korrekturzyklus beendet und die Ablaufsteuerung des Moduls SYSCON wird in die Anfangsstellung zurückgesetzt und neu gestartet (Abb. 2.2.1).

Der Zustand des Systems wird über Bildschirmdaten angezeigt (Abb. 2.2.4). Im oberen Teil des Bildschirms werden die Größen BALANCE ($\approx$ BAL), VERSTÄRKUNG ($\approx$ V-FAKTOR) und SIGNAL ($\approx U_{a1}$) digital und quasianalog auf horizontalen Skalen dargestellt. Am unteren Bildschirmrand erfolgt die Anzeige der Detektortemperatur, der Grenze des relativen statistischen Fehlers FGB, der Anzahl der Mittelungen M für die Berechnung von BAL und REFWERT sowie die Größe REFWERT selbst und des Schaltzustands des Referenzstrahls. Die letzte Bildschirmzeile ist für Fehlermeldungen vorgesehen. Zur Anzeige der Daten und Fehlermeldungen werden entsprechende Ausgaberoutinen aufgerufen.

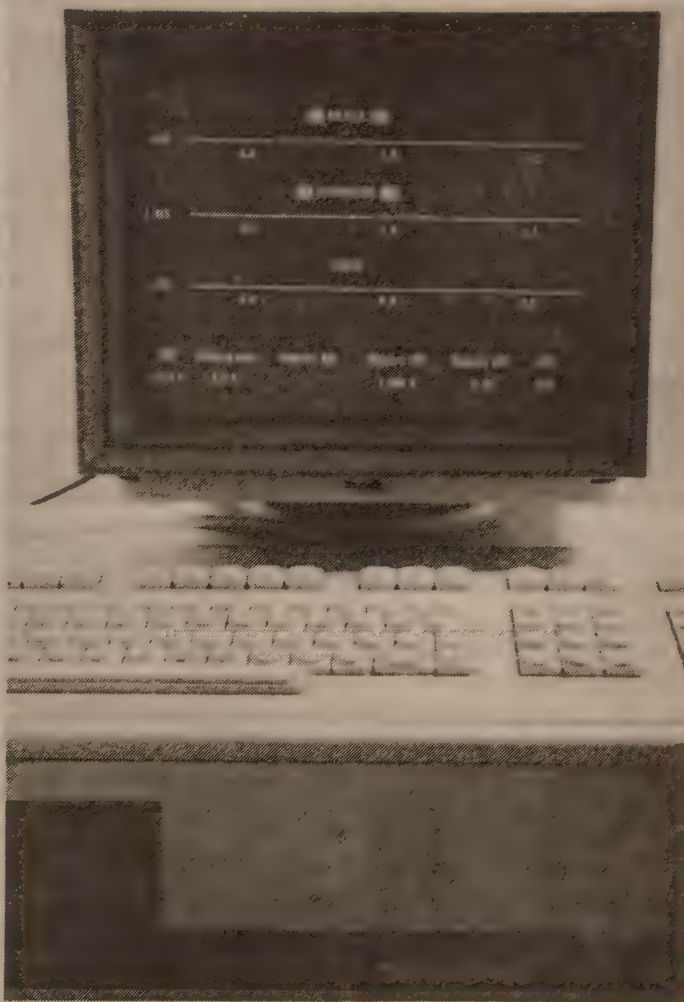


Abb. IV.
2.2.4

Bildschirmdarstellung
des Steuerprogramms

IV.3

Meßtechnische Untersuchungen

IV.3.1 Temperaturverhalten des unstabilisierten Detektors

Das Temperaturverhalten des Detektors wird mit dem Meßaufbau nach Abb. 3.1.1 untersucht. Der Detektor wird zusammen mit einer radioaktiven Strahlenquelle in einen Temperaturschrank gebracht und erwärmt. Dabei darf die Lufttemperatur im Schrank 45°C nicht überschreiten, um eine Beschädigung des Szintillators zu vermeiden. Sicherheitshalber wird eine obere Temperatur von 40°C für die Temperaturregelung des Schrankes vorgegeben.

Als Strahlenquelle dient ein Cäsium - Präparat ^{137}Cs mit einer Aktivität von 0,5 mCi (1 Ci = 37 GBq). Aus räumlichen Gründen befindet sich der Strahler unmittelbar vor dem Meßstrahleintrittsfenster des Detektors. Das bedeutet, daß die Gamma-Quanten nicht quasiparallel in den Detektor eintreten, sondern unter stark variierenden Winkeln. Je nach Eintrittswinkel der Quanten in den Szintillator ergibt sich eine unterschiedliche wirksame Länge des Szintillators in Strahlrichtung. Mehrere Messungen mit unterschiedlichen geometrischen Anordnungen des Meßstrahlers haben ergeben, daß das unterschiedliche Temperaturverhalten der Ausgangsspannungen U_{a1} und U_{a2} im Rahmen der Meßgenauigkeit unabhängig von der Einstrahlungsgeometrie ist.

Die Messung der Ausgangsspannungen U_{a1} und U_{a2} erfolgt rechnergesteuert mit dem Synchron-A/D-Umsetzer des Analog- / Digitalprozessors. Zur Rauschfilterung wird über die Werte von 50 Zyklen des A/D-Umsetzers gemittelt. Damit ergibt sich für die Spannungen U_{a1} und U_{a2} eine wirksame Integrationszeit von 2 s. Zur Messung der Detektortemperatur wird ein Pt1000-Element zwischen den beiden Fotovervielfachern in den Detektor eingebaut. Ein zweiter Sensor mißt die Lufttemperatur des Schrankes. Die Temperaturinformationen beider Sensoren werden über geeignete Vorverstärker den A/D-Umsetzern des Rechners zugeführt. Die Temperaturmeßeinrichtung hat eine absolute Ungenauigkeit $< 0,5^{\circ}\text{C}$. Der relative Fehler bei einer gemessenen Temperaturdifferenz von 20°C ist kleiner als 0,5 %.

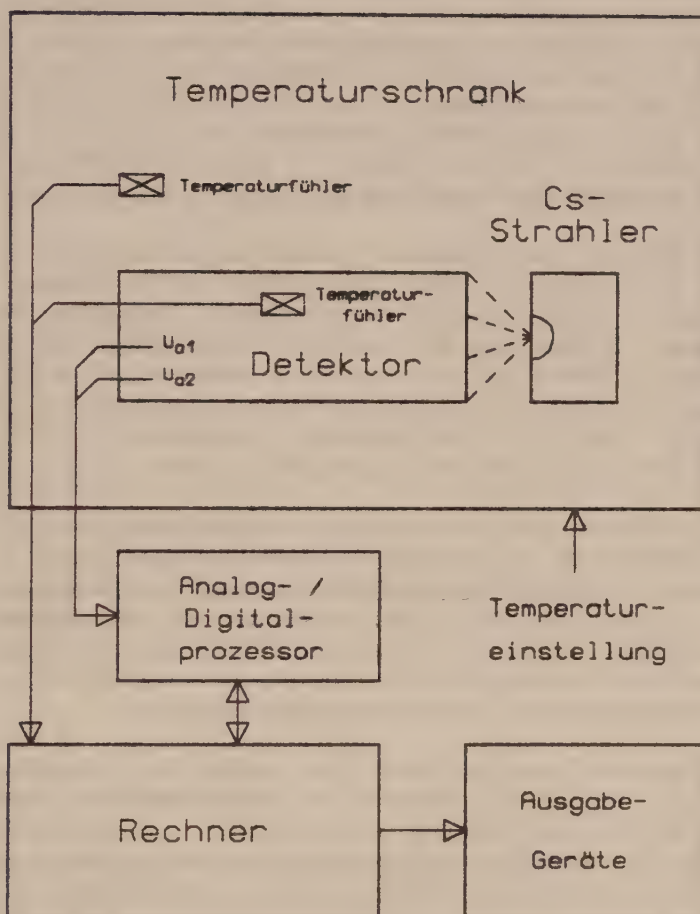


Abb. IV.
3.1.1

Skizze des Meßaufbaus

Setzt man für eine überschlägige Berechnung der zu erwartenden Ausgangsspannungsänderung den vom Hersteller der Fotovervielfacher spezifizierten typischen Temperaturkoeffizienten von etwa $-0,4 \% / ^\circ\text{C}$ an, ergibt sich eine Konversionsfaktoränderung der Fotoempfänger von -8% bei einer Temperaturerhöhung um $20 ^\circ\text{C}$. Der Anteil des Szintillators liegt bei einem mittleren Temperaturkoeffizienten von $-0,1 \% / ^\circ\text{C}$ im Bereich zwischen $20 ^\circ\text{C}$ und $40 ^\circ\text{C}$ bei -2% . Daraus resultiert eine gesamte Ausgangsspannungsänderung von -10% .

Abb. 3.1.2 zeigt die gemessenen Verläufe der Lufttemperatur im Schrank, der Temperatur im Inneren des Detektors und der Ausgangsspannung U_{a1} des Detektorkanals 1. Die periodische Schwankung der Lufttemperatur ist eine Folge der Zweipunkt- Temperaturregelung des Schrankes. Wie der Abbildung zu entnehmen ist, beträgt die Temperaturänderung $17 ^\circ\text{C}$. Dabei verringert sich die Ausgangsspannung U_{a1} um etwa $-7,6 \%$. Die im Bild nicht dargestellte Ausgangsspannung U_{a2} zeigt den gleichen Zeitverlauf, die Änderung liegt bei etwa $-8,5 \%$.

Beide Werte entsprechen im Rahmen der zu erwartenden Abweichungen der Abschätzung. Der gemessene Unterschied der beiden Kanäle ist eine Folge der ungleichen Temperaturkoeffizienten der Fotovervielfacher, da der Szintillator für beide Kanäle derselbe ist. Auf eine genauere Untersuchung des Temperaturverhaltens der Einzelkomponenten wurde verzichtet, da für die Spezifikation des neuen Stabilisierungssystems nur das Gesamtverhalten des Detektors von Interesse ist.

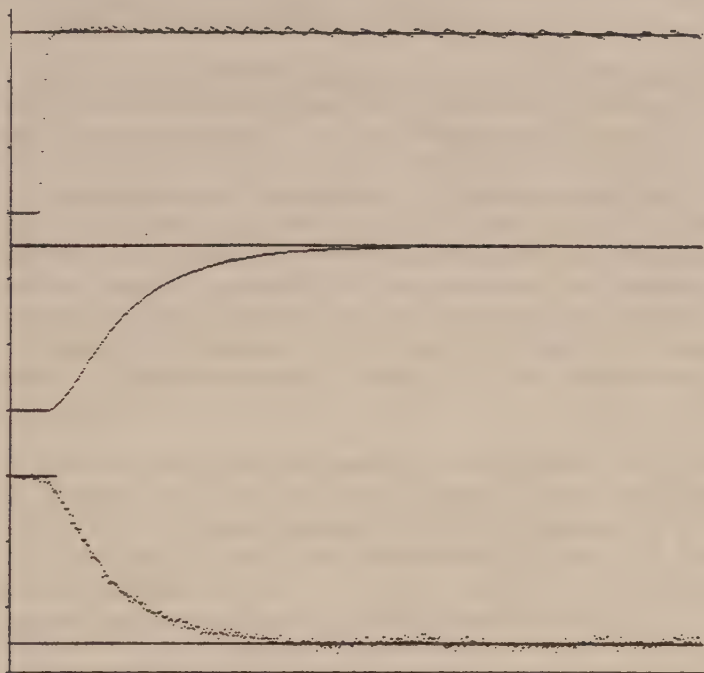
Der gemessene Zeitverlauf ermöglicht die Angabe einer thermischen Zeitkonstanten als eine Kenngröße für den Detektor. Um zur Vereinfachung nur einen charakteristischen Wert zu erhalten, wird näherungsweise ein einfach exponentielles Einschwingverhalten angenommen. Abb. 3.1.3 zeigt einen Teil des Zeitverlaufs der Ausgangsspannung U_{a1} mit der exponentiellen Approximation. Die Abweichung ist ausreichend klein, um die Angabe nur einer Zeitkonstanten zu rechtfertigen. Zusammengefaßt ergeben sich folgende Daten:

- mittlerer Temperaturkoeffizient im Bereich $23 ^\circ\text{C} \dots 40 ^\circ\text{C}$:

Kanal 1 : $-0,45 \% / ^\circ\text{C}$

Kanal 2 : $-0,5 \% / ^\circ\text{C}$

- thermische Zeitkonstante : 30 min



Meßzeit 7 Stunden →

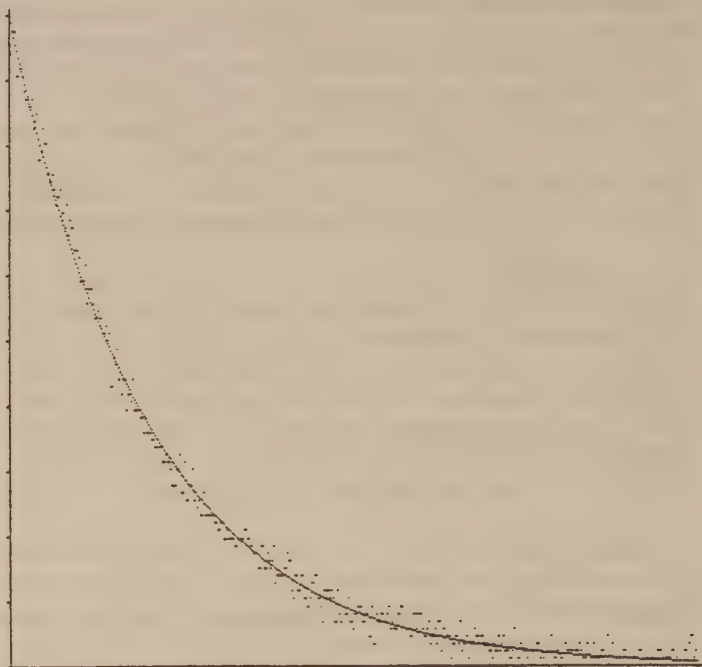
oben : Lufttemperatur 23 °C → 40 °C

Mitte : Detektorinnentemperatur 23 °C → 40 °C

unten : Detektorausgangsspannung 750 mV → 693 mV

Abb. IV.
3.1.2

Temperaturverhalten des
unstabilisierten Detektors



Zeitausschnitt : 180 Minuten

gepunktet : Ausschnitt aus dem Verlauf der
unteren Kurve aus Abb. 3.1.2

durchgezogen : Exponentialfunktion mit der
Zeitkonstanten 30 Minuten

Abb. IV.
3.1.3

Approximation einer
thermischen Zeitkonstanten

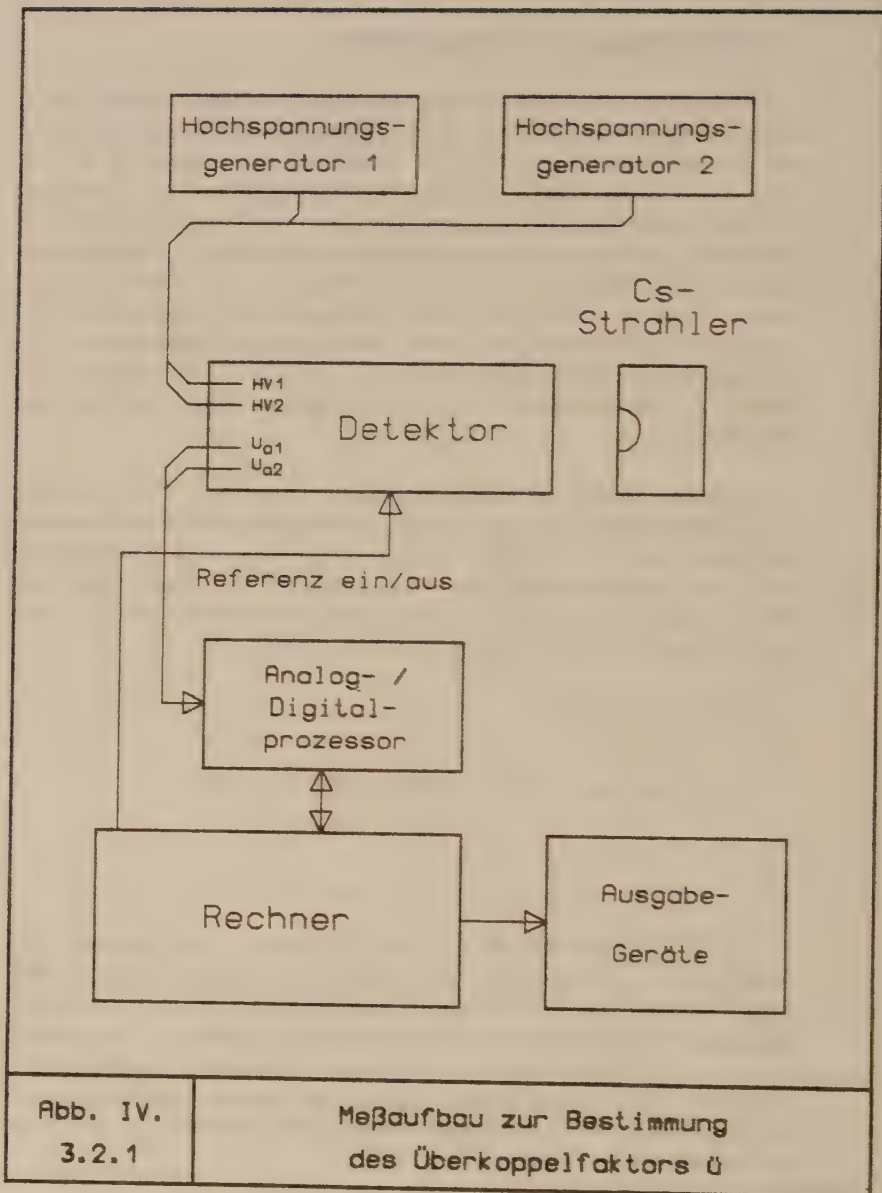
IV.3.2 Messung des Überkoppelfaktors

Der eingeschaltete Referenzstrahl erzeugt im Meßkanal indirekt durch optische Reflexionen und direkt durch Überkoppeln der Referenzstrahlung eine Ausgangsspannung $U_{1\bar{u}}$. Das Verhältnis der Spannung $U_{1\bar{u}}$ in Kanal 1 zu der im Kanal 2 erzeugten Referenzspannung U_r wird durch den Überkoppelfaktor $\bar{u}$ angegeben. Die Größe des Überkoppelfaktors $\bar{u}$ wird für die Einstellung der Baugruppe KOMP des Analog- / Digitalprozessors und als Parameter für das Steuerprogramm des Stabilisierungssystems benötigt. In Abb. 3.2.1 ist der Meßaufbau zur Bestimmung von $\bar{u}$ dargestellt. Die Messung der beiden Detektorausgangsspannungen U_{a1} und U_{a2} erfolgt wiederum mit Hilfe des Synchron-A/D-Umsetzers des Analog- / Digitalprozessors und einer geeigneten Programmierung des Steuerrechners.

Zunächst werden bei eingeschaltetem Meßstrahler (^{137}Cs) mit Hilfe der Hochspannungen für die Fotovervielfacher die Konversionsfaktoren von Kanal 1 und Kanal 2 auf identische Werte eingestellt. Anschließend wird ohne Cäsium-Strahler der Referenzstrahl (^{241}Am) durch Öffnen der Blende eingeschaltet. Aus den beiden Ausgangsspannungen U_{a1} und U_{a2} des Detektors ergibt sich der Überkoppelfaktor $\bar{u}$ zu

$$\bar{u} = \frac{U_{1\bar{u}}}{U_r} = \frac{U_{a1}}{U_{a2}}$$

Der Überkoppelfaktor ist von der Wirksamkeit der optischen Entspiegelung an der Stirnseite des Szintillators und der Abschirmung gegen direkte Einstrahlung des Referenzstrahlers in den Meßkanal abhängig. Entsprechend läßt sich der Überkoppelfaktor aus einem indirekten optischen und einen direkten radiometrischen Anteil zusammensetzen. Umfangreiche Voruntersuchungen ergaben folgende optische Überkoppelfaktoren in Abhängigkeit von der Beschaffenheit der Stirnseite des Szintillators :



- Stirnseite poliert : $\ddot{u} \approx 13 \%$
- Stirnseite mit optischem Koppelmittel
an eine schwarze Fläche angekoppelt : $\ddot{u} \approx 2 \%$
- Stirnseite direkt geschwärzt : $\ddot{u} \approx 0,3 \%$

Die Bleiabschirmung im Szintillator gegen direktes Einstrahlen des Referenzstrahls in den Meßkanal wurde so dimensioniert, daß der direkt eingestrahlte Anteil etwa in der Größenordnung des optischen Überkoppelsignals liegt. Bei der mechanischen Ausführung der Abschirmung ist besonders darauf zu achten, daß zwischen den einzelnen Platten keine Schlitzte bleiben, durch die die Strahlung des Referenzstrahlers direkt hindurchtreten kann.

Der realisierte Überkoppelfaktor ergibt sich zu $\ddot{u} \approx 0,6 \%$. Dieser an sich schon sehr kleine Wert wird durch entsprechende Kompensation (Kapitel IV.2.1) auf einen für die Meßstrahlung vernachlässigbaren Wert weiter reduziert. Die Kompensation setzt jedoch die Temperaturunabhängigkeit des Überkoppelfaktors voraus. Im Rahmen einer Meßgenauigkeit von $0,57 \% \leq \ddot{u} \leq 0,63 \%$ konnte im Bereich von 20°C bis 40°C keine Temperaturabhängigkeit nachgewiesen werden. Damit ist die bei der Kompensation eventuell verbleibende Abweichung von maximal $0,03 \%$ vom Wert der Referenzspannung vernachlässigbar klein.

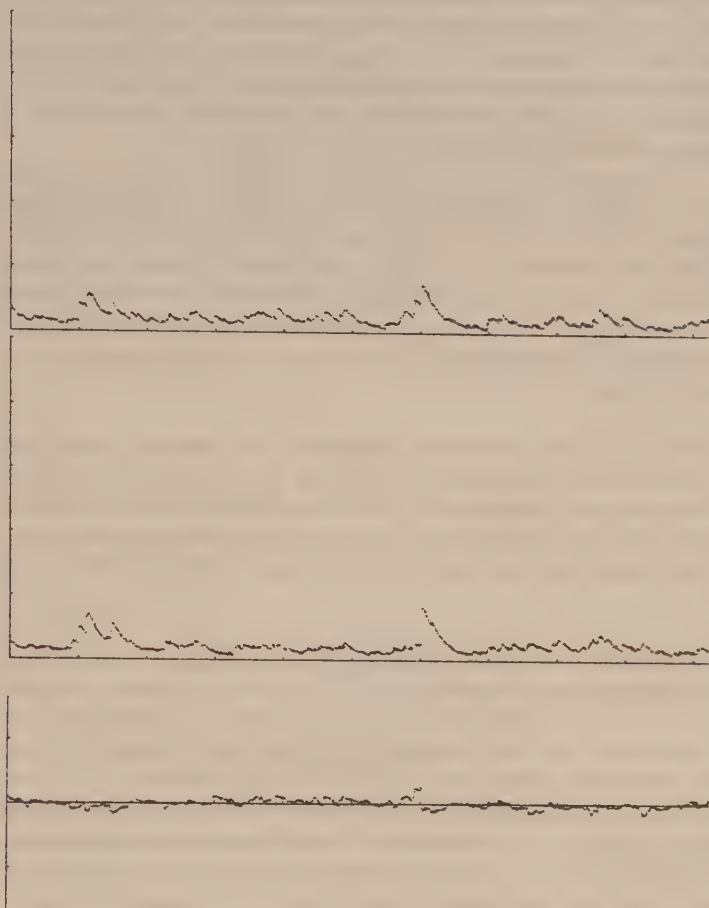
Bei der Bestimmung des Korrekturfaktors führt ein falscher Absolutwert des Überkoppelfaktors lediglich zu einer veränderten Verstärkungseinstellung (Kapitel III.1.6). Dies ist ohne Bedeutung, da die Grundeinstellung durch die Wahl der rechnerinternen Referenz (INTREF, s. Kapitel IV.2.2) ohnehin einstellbar ist. Eine Änderung des Überkoppelfaktors im Rahmen der oben angegebenen Meßgenauigkeit ergibt bei dem Absolutwert des Überkoppelfaktors von $0,6 \%$ eine relative Verstärkungsänderung für das Meßsignal von maximal $0,03 \%$ und ist damit ebenfalls ausreichend klein. Der Überkoppelfaktor wird bei jedem neuen Meßkopf einmal gemessen und als Apparatekonstante betrachtet. Ein Nachkalibrierung oder Überwachung während des Betriebs ist nicht erforderlich.

IV.3.3 Reduktion des statistischen Meßsignalanteils

Eine Zielsetzung bei der Konstruktion des neuen Meßkopfs war es, den Einfluß des statistischen Meßsignalanteils bei der Bestimmung des Referenzsignals zu reduzieren. Dazu müssen die Zeiverläufe der beiden Ausgangsspannungen $U_{a1,m}$ und $U_{a2,m}$ nicht nur im zeitlichen Mittel, sondern im Idealfall zu jedem Zeitpunkt bis auf den Balancefaktor b gleich sein. Eine genaue Übereinstimmung bewirkt die vollständige Unterdrückung des Meßsignalrauschens. Auf Grund der Absorptionsverhältnisse im Szintillator ist jedoch zu erwarten, daß diese Übereinstimmung nicht vollständig, sondern nur teilweise vorhanden sein kann (Kapitel III.1). In Abb. 3.3.1 ist beispielhaft ein Ausschnitt aus den Zeitverläufen von U_{a1} , U_{a2} und der Differenz $U_{a1} - U_{a2}$ bei Verwendung des Cäsium-Meßstrahlers und ausgeschaltetem Americium-Referenzstrahler dargestellt.

Zur quantitativen Beschreibung der "Ähnlichkeit" zweier Signale werden im allgemeinen Korrelationsmeßverfahren eingesetzt. Als Ergebnis erhält man den Korrelationskoeffizienten r . Sein Wert beträgt 0 für unkorrelierte und 111 für (umgekehrt) gleiche Signale. Im vorliegenden Fall ist jedoch eine andere Methode geeigneter, die in anschaulicher Weise unmittelbar die Wirksamkeit der konstruktiven Maßnahmen demonstriert.

Zur Kontrolle der in Teil III aufgestellten Hypothese, daß sich durch die gewählte Geometrie des Szintillators und die Anordnung der Fotovervielfacher die durch den Meßstrahl hervorgerufenen Ausgangsspannungen $U_{a1,m}$ und $U_{a2,m}$ nicht nur im zeitlichen Mittel, sondern im Idealfall zu jedem Zeitpunkt nur durch den Balancefaktor b unterscheiden, wird die Amplitudenverteilung der Spannung $U_{a1,m}$ derjenigen der Differenz der beiden Spannungen $U_{a1,m}$ und $U_{a2,m}$ gegenübergestellt. Der Balancefaktor b wird so gewählt, daß die Differenz der beiden Spannungen im zeitlichen Mittel 0 ergibt. Das Verhältnis der Streuung der Differenzspannung $U_{a1,m} - U_{a2,m}$ zu der Streuung der Spannung $U_{a1,m}$ bzw. $U_{a2,m}$ eines Kanals ergibt unmittelbar den Faktor, um den der statistische Anteil des Meßsignals bei der Bestimmung des Referenzsignals reduziert wird. Die Messung und Auswertung der Signale erfolgt wiederum mit dem Analog- / Digitalprozessor und dem entsprechend programmierten Steuerrechner.



oben : U_{a1}

Mitte: U_{a2}

unten : $U_{a1} - U_{a2}$

Abb. IV.
3.3.1

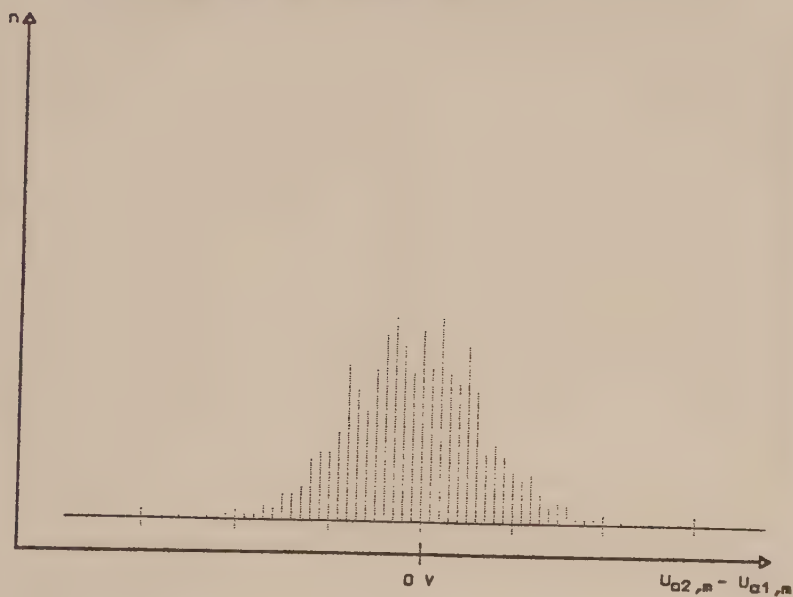
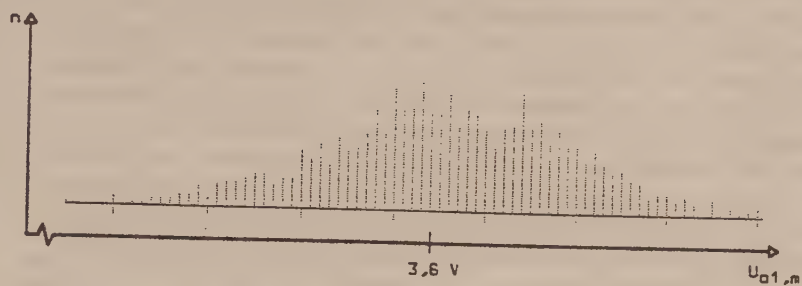
Zeitverläufe der Spannungen
 U_{a1} , U_{a2} und $U_{a1} - U_{a2}$

Nach 1500 A/D-Umsetzzyklen wird der Mittelwert der 1500 Spannungswerte $U_{a1,i}$ und deren Standardabweichung sowie die Standardabweichung der 1500 Differenzen $U_{a1,i} - U_{a2,i}$ berechnet. Um eine grafische Darstellung in der Form einer Häufigkeitsverteilung zu ermöglichen, ist eine Klasseneinteilung der gemessenen Werte erforderlich. Sie wird zu 2 Quantisierungseinheiten entsprechend 1,2 mV gewählt.

Abb. 3.3.2 zeigt das Ergebnis der Messung bei Verwendung des Cäsium-Strahlers. Wie aus der Abbildung hervorgeht, ist die Standardabweichung der Differenz $U_{a1,m} - U_{a2,m}$ etwa halb so groß wie die der Spannung $U_{a1,m}$ selbst. Der Einfluß des Rauschens wird somit etwa um etwa den Faktor 2 verringert, was bedeutet, daß die Gesamtzeit zur Bestimmung des Korrekturfaktors KF um etwa $1/\sqrt{2}$, daß heißt um ca. 30 % verkürzt wird.

Um die in Teil III angeführte Überlegung zu belegen, daß eine größere Baulänge des Szintillators in Bezug auf die Dämpfungslänge der Meßstrahlung zu verbesserter Korrelation der Rauschanteile beider Kanäle führt, wird ein zweites Experiment mit einem Strahler durchgeführt, dessen Strahlung direkt an der Stirnseite des Szintillators absorbiert wird.

In der zweiten Messung wird der Cäsium-Strahler gegen eine Strontium-Strahlenquelle ausgetauscht (^{90}Sr , 0,9 mCi). Strontium emittiert Elektronen mit einer Energieverteilung bis 2,2 MeV. Im Gegensatz zur Gamma-Strahlung wird die Elektronenstrahlung nach Eintreten in den Szintillator innerhalb weniger Millimeter vollständig absorbiert. So ist es möglich, anstatt im ganzen Volumen verteilter Szintillationen nur direkt hinter der Stirnfläche des Szintillators Szintillationslicht zu erzeugen. Wenn die Reduktion des Meßsignalrauschens bei der Quotienten- bzw. Differenzbildung der Spannungen beider Kanäle bei Cäsium als radioaktiver Quelle durch die Baulänge des Szintillators zu beeinflussen ist, muß der Effekt der Rauschunterdrückung bei der Anordnung mit dem Strontium-Strahler merklich größer sein.



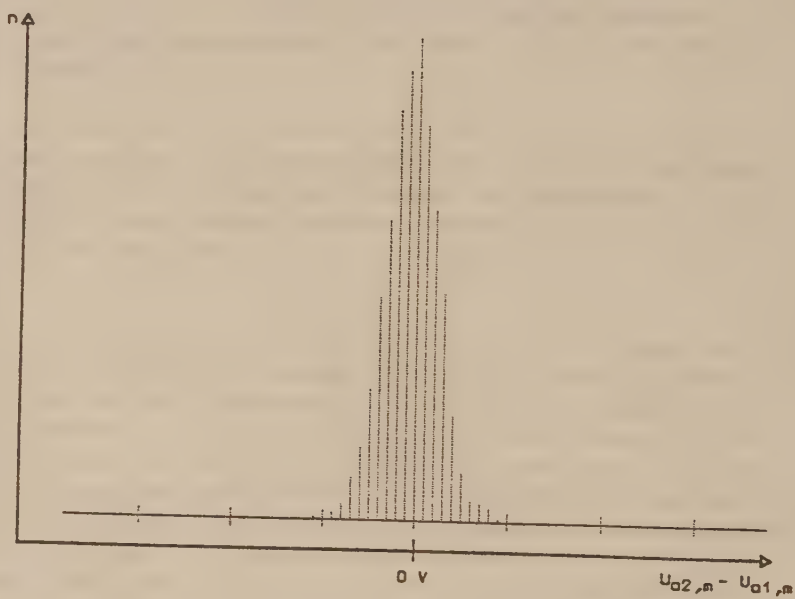
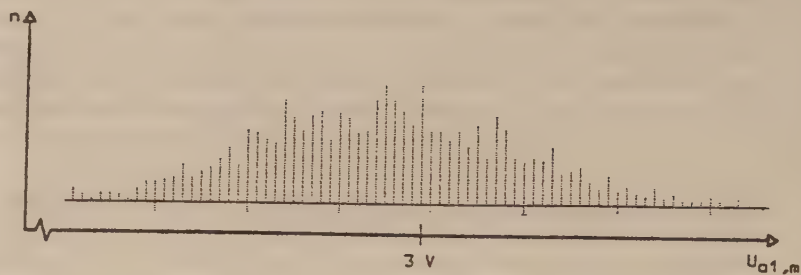
oben : $\delta = 16 \text{ mV}$

unten : $\delta = 8,4 \text{ mV}$

Skalenteilung : 12 mV

Abb. IV.
3.3.2

Amplitudenverteilung bei
Verwendung des Cäsium-Strahlers



oben : $\delta = 17 \text{ mV}$

unten : $\delta = 3,4 \text{ mV}$

Skalenteilung : 12 mV

Abb. IV.
3.3.3

Amplitudenverteilung bei
Verwendung des Strontium-Strahlers

In Abb. 3.3.3 ist das Ergebnis der Messung dargestellt. Es ergibt sich eine Rauschverminderung um den Faktor 5, womit die Überlegung bezüglich des Einflusses der Baulänge bestätigt ist. Der relativ kleine Unterschied in Bezug auf die bei Verwendung des Cäsium-Strahlers erzielte Rauschunterdrückung ist damit zu erklären, daß bei der Differenzbildung der Spannungen $U_{a1,m}$ und $U_{a2,m}$ die statistischen Schwankungen der Anzahl der in den beiden Fotoempfängern erzeugten Fotoelektronen bereits wesentlich zum Gesamtrauschen beitragen. Während sich die korrelierten Rauschanteile der Meßstrahlung gegenseitig aufheben, wird das unkorrelierte Rauschen der Fotoelektronengeneration in den Fotoempfängern bei der Differenzbildung geometrisch addiert.

IV.3.4 Thermische und zeitliche Stabilität des stabilisierten Detektors

Zur Messung des Temperaturverhaltens des stabilisierten Detektors wird dieselbe Meßanordnung wie in Kapitel IV.3.1 verwendet. Das Programm zur Erfassung und Aufzeichnung der einzelnen Meßgrößen wird so mit dem Steuerprogramm des Konversionsfaktor-Stabilisierungssystems kombiniert, daß beide Programme praktisch gleichzeitig ohne gegenseitige Beeinflussung laufen.

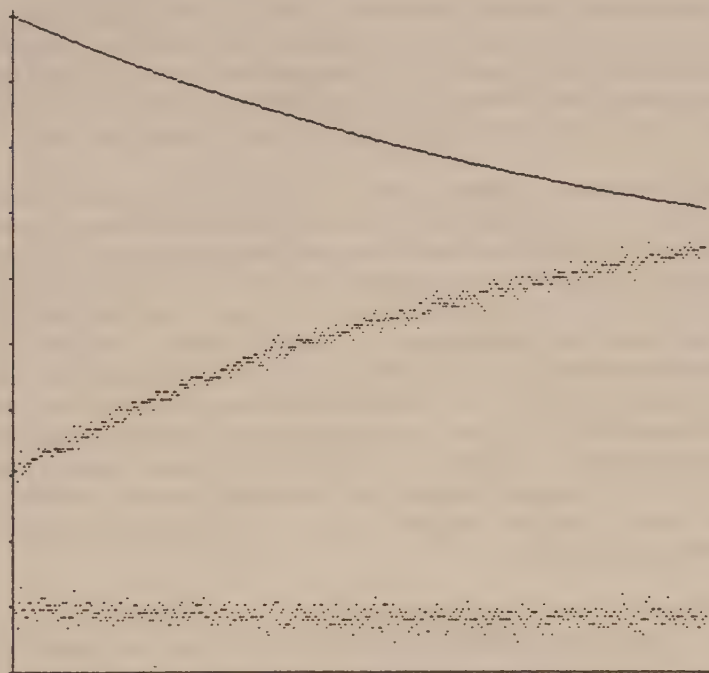
Das Meßsignal wird durch einen Cäsium-Teststrahler gebildet (geringe Aktivität - 0,5 mCi - aus Strahlenschutzgründen). Als Referenz wird ein Americium-Strahler (Aktivität 45 mCi) eingesetzt. Die Hochspannungen für die Fotovervielfacher werden auf - 800 V für Kanal 1 und auf - 770 V für Kanal 2 eingestellt. Damit ergeben sich bei einer Temperatur von etwa 20 °C folgende Ausgangsspannungen :

$$- U_{a1,m}, U_{a2,m} \approx 750 \text{ mV}$$

$$- U_r \approx 2145 \text{ mV}$$

Das Ergebnis der Messung ist in Abb. 3.4.1 dargestellt. Die Messung erstreckt sich über einen Zeitraum von 12 Stunden. In dieser Zeit ändert sich die Temperatur um - 17 °C (oben), die unstabilisierte Ausgangsspannung U_{a1} des Detektors um 8,7 % (Mitte). Im unteren Teil der Abbildung ist die korrigierte Ausgangsspannung U_M dargestellt. Man sieht, daß die statistische Streuung der Spannung U_M die Größe eventuell verbliebener temperaturabhängiger Änderungen weit übersteigt. Um diese Änderungen nachzuweisen, ist eine Vergrößerung des Signal- / Rauschverhältnisses der Spannung U_M erforderlich.

Da ein Strahler höherer Aktivität nicht zur Verfügung stand, kann alternativ das wirksame Meßzeitintervall durch Mittelung über eine größere Zahl von Meßpunkten vergrößert und damit ebenfalls das Signal- / Rauschverhältnis verbessert werden. Um ein Signal- / Rauschverhältnis der Spannung U_M von > 70 dB zu erreichen sind allerdings Mittelungszeiten im Bereich einiger Minuten erforderlich. Die Temperaturänderung liegt bei etwa 0,24 °C in 10 Minuten, sodaß die Temperatur auch für eine Mittelungszeit von mehreren Minuten als hinreichend konstant betrachtet werden darf.



Meßzeit 12 Stunden →

oben : Detektorinnentemperatur 40 °C → 23 °C

Mitte : Detektorausgangsspannung 690 mV → 750 mV

unten : korrigiertes Meßsignal 753 mV → 752 mV

Abb. IV.
3.4.1

Temperaturverhalten des
stabilisierten Detektors

Eine Berechnung aus den der Abbildung 3.4.1 zugrunde liegenden Meßdaten ergibt eine Verringerung der Spannung U_M über den gesamten Meßzeitraum. Die Änderung von U_M beträgt weniger als -0,14 %. Das bedeutet gegenüber der Änderung der unstabilisierten Spannung U_{a1} eine Reduktion des Temperatureinflusses um fast zwei Größenordnungen.

Infolge der relativ geringen durch den "Meßstrahler" erzeugten Spannung von 750 mV beträgt die vom Programm festgelegte Fehlergrenze bei der Bestimmung des Balancefaktors und des Referenzwertes 0,2 %. In dieser Konfiguration ergibt sich eine mittlere Zeitdauer für einen kompletten Korrekturzyklus von etwa 30 Sekunden. Das ist auch die Zeit, nach der beim Einschalten des Systems der erste gültige Meßwert vorhanden ist. In industriellen Meßanlagen werden Strahler mit erheblich größeren Aktivitäten eingesetzt, so daß mit einer wesentlich größeren effektiven Rate des Meßstrahls zu rechnen ist. Nach entsprechender Anpassung der Aktivität des Referenzstrahlers ergeben sich für beide Signale deutlich bessere Signal- / Rauschverhältnisse, wodurch die Gesamtzeit für einen Korrekturzyklus verkürzt wird. Sie liegt unter realistischen Betriebsbedingungen bei etwa 10..20 Sekunden.

Das Signal- / Rauschverhältnis der Detektorausgangsspannung $U_{a1,m}$ beträgt bei einer Integrationszeit von 2 s etwa 50 dB. Bei einer Fehlergrenze von 0,2 % bei der Bestimmung des Balancefaktors b und des Referenzwertes liegt das "Signal- / Rauschverhältnis" des Korrekturfaktors bei etwa gleicher Meßzeit in der gleichen Größe. Demzufolge muß auch das Signal- / Rauschverhältnis der Meßgröße U_M um etwa den Faktor $1/\sqrt{2}$ (entsprechend 3 dB) geringer sein. Diese Erwartung wird durch die Messung bestätigt. Die zeitliche Stabilität des Detektors wurde durch eine Langzeitmessung bei konstanter Temperatur über mehrere Tage überprüft. Im Rahmen der Meßgenauigkeit konnte keine Änderung der Meßgröße U_M festgestellt werden.

Der neue Detektor wurde im Vergleich in einer mit Ionisationskammern (Füllgas Krypton, 41 bar) ausgerüsteten industriellen Meßanlage (Strahler ^{137}Cs , 30 Ci) getestet. Nach Umrechnung auf gleiche Filterzeitkonstanten und gleiche Absorptionsgeometrien ist das Signal- / Rauschverhältnis des neuen Detektors um etwa den Faktor 5..6 besser als das der Vergleichsanlage und liegt somit in der erwarteten Größe. Die Zeit für die Bestimmung des Balancefaktors b lag erwartungsgemäß unter 5 Sekunden. Die Referenzmessung dauerte wegen des nicht an die hohe Rate des Meßstrahls angepaßten Referenzstrahlers etwa 30 Sekunden. Eine Verschlechterung des Signal- / Rauschverhältnisses durch das Stabilisierungssystem wurde nicht festgestellt.

V

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird ein neuer Szintillationsdetektor für radiometrische Meßanlagen vorgestellt. Am Beispiel der Dicken- und Dichtemessung werden anhand der physikalischen und meßtechnischen Grundlagen für das radiometrische Absorptionsmeßverfahren die Anforderungen an einen optimalen Detektor hergeleitet.

Zur Messung von Materialien mit hohen Flächenmassen werden als Meßstrahler Radioisotope eingesetzt, die hochenergetische Gamma-Strahlung emittieren (^{137}Cs , Quantenenergie $E = 660 \text{ keV}$). Für hochgenaue Messungen innerhalb kurzer Meßzeiten sind hohe Quantenraten erforderlich, die am besten mit integral messende Detektoren verarbeitet werden können. Für die Detektion hochenergetischer Gamma-Strahlung ist zur Zeit der Szintillationsdetektor am besten geeignet. In seiner "Grundauführung" weist er jedoch mit Temperaturkoeffizienten im Bereich von $-0,5 \dots -1 \text{ \% / } ^\circ\text{C}$ und zeitlichen Änderungen der Detektorausgangsspannung von bis zu $3 \dots 5 \text{ \%}$ innerhalb einer Stunde eine für die Meßaufgabe unzureichende Stabilität auf.

Deshalb ist es erforderlich, den Konversionsfaktor des Detektors zu stabilisieren. Die zur Zeit bekannten Stabilisierungssysteme setzen bestimmte Eigenschaften des Meßsignals voraus, die Einschränkungen im Zeit- oder Frequenzbereich bedeuten, das heißt, es ist keine kontinuierliche Messung möglich oder ein bestimmter Bereich des Frequenzspektrums darf keine Meßsignalanteile enthalten. Diese Systeme sind somit nur in eng begrenzten Anwendungsfällen einsetzbar. Die für Detektoren im Pulsbetrieb bekannten Stabilisierungsverfahren weisen diese Einschränkungen nicht auf, sie sind jedoch für integral messende Detektoren nicht verwendbar.

In dieser Arbeit wird ein neues Zweikanal-Konversionsfaktor-Stabilisierungssystem für integral messende Szintillationsdetektoren entwickelt. Das Stabilisierungssystem verfügt in seiner Grundversion über zwei Referenzstrahler, die direkt in den Detektor eingebaut werden. Der Detektor selbst enthält einen Plastikszintillator, dessen Geometrie durch mechanische Bearbeitung den Anforderungen durch das Stabilisierungssystem angepaßt wird. Zur Umsetzung des Szintillationslichts in elektrische Spannungen werden zwei Fotovervielfacher mit entsprechenden Verstärkern eingesetzt.

Ein besondere Vorteil des neuen Systems liegt darin, daß keinerlei Beschränkungen für das Meßsignal bestehen, insbesondere keine Unterbrechung der Messung erforderlich ist. Im Fall der kontinuierlichen Messung ergibt sich noch ein weiterer Vorteil. Wenn das Meßsignal nie für längere Zeit Null wird, läßt sich eine aufwandsminimale Version des neuen Zweikanal-Stabilisierungssystems aufbauen, die nur einen Referenzstrahler benötigt.

Durch die neuartige Konstruktion des Szintillationsdetektors und eine umfangreiche analoge und digitale Signalverarbeitung wird erreicht, daß die Konversionsfaktor-Stabilisierung durchgeführt wird, ohne daß das Meßsignal durch das Signal des Referenzstrahlers gestört wird. Dabei wird das bei Einkanalssystemen unvermeidliche direkte Einkoppeln des Referenzsignalrauschens in den Meßkanal durch die spezielle Konstruktion des Detektors fast vollständig unterdrückt. Die Auswirkungen des Meßsignalrauschens auf die Referenzmessung werden durch die Detektor-konstruktion und eine signalabhängige Filterung stark reduziert.

Ein Hauptvorteil des neuen Stabilisierungssystems ist, daß der Konversionsfaktor des Detektors im Prinzip nur noch von der Stabilität des Referenzstrahlers abhängig ist und nicht mehr direkt von den Eigenschaften des Szintillators und der Fotovervielfacher. Ein weiterer Vorteil liegt darin, daß die Zeitauflösung für das Meßsignal unabhängig vom Stabilisierungssystem wählbar ist. Die im neuen Detektor realisierte Tiefpaßzeitkonstante von 100 μ s ist z. Zt. für alle Anwendungen ausreichend kurz und kann durch Nachfilterung beliebig verlängert werden.

Im Rahmen der Arbeit wurde ein Prototyp des neuen Detektors aufgebaut. Um die für die Funktion des Stabilisierungssystems notwendigen hohen Linearitätsanforderungen an die Fotovervielfacher zu erfüllen, wurde ein neuer Strom- / Spannungsumsetzer für Fotovervielfacher entwickelt. Die Signalverarbeitung für die eigentliche Konversionsfaktor-Stabilisierung basiert auf einer digitalen Verarbeitung durch ein Rechnerprogramm. Das Programm steuert die Filterung bei der Messung der Detektorausgangsspannungen für die Berechnung eines Korrekturfaktors für das Meßsignal. Das analoge Meßsignal wird mit Hilfe eines digital steuerbaren Verstärkers gebildet, dessen Verstärkungsfaktor in Abhängigkeit vom berechneten Korrekturfaktor vom Steuerrechner eingestellt wird. Diese Konfiguration hat den Vorteil, daß keine Einschränkungen in der Bandbreite des Meßsignals durch die Eigenschaften des Steuerrechners und der A/D-Umsetzer auftreten.

Mit dem neuen Stabilisierungssystem werden die Auswirkungen zeitlicher Konversionsfaktoränderungen der Fotovervielfacher bis zur Meßbarkeitsgrenze eliminiert. Der Temperaturkoeffizient des Gesamtsystems konnte im interessierenden Temperaturbereich von 20 °C bis 40 °C gegenüber dem unstabilisierten System um fast zwei Größenordnungen auf unter $10^{-4} / ^\circ\text{C}$ reduziert werden. Für den Abgleich des gesamten Systems ist nur ein detektorspezifischer Parameter erforderlich, der im Rahmen eines kurzen Funktionstests ermittelt werden kann. Bei der Inbetriebnahme des Systems treten praktisch keine Einlaufzeiten auf. Das korrigierte Meßsignal steht bereits wenige Sekunden nach dem Einschalten zur Verfügung.

VI

Literatur

- /1/ Radiation Detection and Measurement
Glenn F. Knoll
John Wiley & Sons 1979
- /2/ The Theory and Practice of Scintillation Counting
J. B. Birks
Pergamon Press, Oxford 1964
- /3/ Harshaw Radiation Detectors
Harshaw Chemical Company, Ohio USA
- /4/ Nuclear Electronics
P. W. Nicholson
Wiley & Sons 1974
- /5/ Einführung in die Atomphysik
W. Finkelburg
Springer-Verlag, Berlin 1967
- /6/ Statistische Methoden und ihre Anwendungen
E. Kreyszig
Vandenhoeck & Ruprecht, Göttingen 1967
- /7/ Kernphysikalische Meßverfahren
H. Neuert
Verlag G. Braun, Karlsruhe 1966
- /8/ Einführung in die Festkörperphysik
C. Kittel
Oldenbourg 1980
- /9/ Gamma-ray absorption coefficients for elements 1 through
100 derived from the theoretical values of the National
Bureau of Standards
Storm, Gilbert, Israel
Los Alamos Scientific Laboratory
University of California 1958
- /10/ Festkörperdetektor
Abschlußbericht des Forschungsprojekts
Hartmann, Janca, Klein, Romanski
Ruhr-Universität, Bochum 1984

- /11/ Photomultiplier Tubes
Hamamatsu
Japan

- /12/ Aufbau und Untersuchung eines Szintillationsdetektors
zur Intensitätsmessung von Gamma-Strahlung im Energie-
bereich $0,1 < E < 1,5 \text{ MeV}$
R. Janca
Diplomarbeit RUB 1982

- /13/ Halbleiter-Schaltungstechnik
U. Tietze, Ch. Schenk
Springer-Verlag, Berlin 1971

- /14/ Operational Amplifiers
J. Dostal
Elsevier Scientific Publishing Company 1981

- /15/ SPICE 2G.7
Netzwerkanalyseprogramm
D. O. Pederson
University of California, Berkeley

- /16/ Industrial gauging and analytical instrumentation
sources
Amersham Buchler GmbH & Co KG, Braunschweig

- /17/ Premium plastic and liquid scintillators
Bicron Corporation, Ohio USA

- /18/ Programmübersicht
IMS Isotopen Meßsysteme GmbH, Heiligenhaus

- /19/ Probability, Random Variables, and Stochastic Processes
A. Papoulis
McGraw-Hill 1965

- /20/ Praktische Physik
F. Kohlrausch
B. G. Teubner, Stuttgart 1968

VII
Anhang

A: Berechnung des Signal- / Rauschverhältnisses des Produkts zweier Signale mit bekannten Signal- / Rauschverhältnissen

Symbole:	E	Erwartungswertoperator
	S	deterministische Anteile
	R	statistische Anteile
	P	Produkt

Definitionen:	$U_1 = S_1 + R_1$
	$U_2 = S_2 + R_2$
	$P = U_1 U_2 = S_P + R_P$
	$S_P = E(P)$
	$R_P = P - E(P)$

$$\left(\frac{S_P}{R_P}\right) = \left(\frac{S}{R}\right)_P = \sqrt{\frac{(E(P))^2}{E(R_P^2)}}$$

Voraussetzungen:	$E(R_1) = E(R_2) = 0$
	$E(R_1 R_2) = E(R_1) E(R_2) = 0$

$$\begin{aligned} E(P) &= E((S_1 + R_1)(S_2 + R_2)) \\ &= E(S_1 S_2) + E(R_1 R_2) + E(S_1 R_2) + E(R_1 S_2) \\ &= E(S_1 S_2) = S_1 S_2 \end{aligned}$$

$$E(R_P^2) = E(P - E(P))^2 = E(P^2) - (E(P))^2$$

$$\begin{aligned} E(P^2) &= E(S_1^2 S_2^2) + E(R_1^2 S_2^2) + E(S_1^2 R_2^2) + E(R_1^2 R_2^2) \\ &= S_1^2 S_2^2 + S_2^2 E(R_1^2) + S_1^2 E(R_2^2) + E(R_1^2) E(R_2^2) \end{aligned}$$

$$E(R_P^2) = S_2^2 E(R_1^2) + S_1^2 E(R_2^2) + E(R_1^2) E(R_2^2)$$

bei brauchbaren Signal- / Rauschverhältnissen gilt:

$$S_2^2 E(R_1^2), S_1^2 E(R_2^2) \gg E(R_1^2) E(R_2^2)$$

$$E(R_P^2) \approx S_2^2 E(R_1^2) + S_1^2 E(R_2^2)$$

$$\left(\frac{S}{R}\right)_P^2 \approx \frac{S_1^2 S_2^2}{S_2^2 E(R_1^2) + S_1^2 E(R_2^2)} = \frac{1}{\frac{E(R_1^2)}{S_1^2} + \frac{E(R_2^2)}{S_2^2}} = \frac{1}{\frac{1}{\left(\frac{S}{R}\right)_{U_1}^2} + \frac{1}{\left(\frac{S}{R}\right)_{U_2}^2}}$$

$$\left(\frac{S}{R}\right)_P \approx \sqrt{\frac{\left(\frac{S}{R}\right)_{U_1}^2 \cdot \left(\frac{S}{R}\right)_{U_2}^2}{\left(\frac{S}{R}\right)_{U_1}^2 + \left(\frac{S}{R}\right)_{U_2}^2}}$$

B: Berechnung der Verringerung des Signal- / Rauschverhältnisses der Detektorausgangsspannung durch eine dem zeitabhängigen Poisson-Impuls-Prozeß überlagerte gleichverteilte Amplitudenstatistik

Symbole:	E	Erwartungswertoperator
	$I(t)$	Poisson-Impuls-Prozeß
	$X(t)$	Poisson-Prozeß
	$Z(t)$	gleichverteilter Zufallsprozeß
	$W(t)$	Überlagerungsprozeß
	t_m	Meßzeitintervall
	N	Anzahl der Pulse im Meßzeitintervall
	a	Maximalamplitude
	f_X	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Poisson-Prozesses
	f_Z	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Gleichverteilung

Definitionen:

$$X(t) = \int_0^t I(t') dt'$$

$$W(t) = \int_0^t I(t') Z(t') dt'$$

Voraussetzungen: Die entstehende Amplitude eines Pulses ist unabhängig vom zeitlichen Eintreffen der Pulse
Die Pulsamplituden sind zwischen 0 und dem Maximalwert a gleichverteilt

Für den Poisson-Prozeß gilt:

$$E(X(t_m)) = N$$

$$E(X(t_m)^2) = N^2 + N$$

Für die Gleichverteilung gilt:

$$E(Z(t)) = \frac{a}{2}$$

$$E(Z(t)^2) = \frac{a^2}{3}$$

Erwartungswert der überlagerten Prozesse nach dem Meßintervall t_m :

$$\begin{aligned}
 E(W(t_m)) &= E\left(\sum_{i=1}^{X(t_m)} Z(\tau_i)\right) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=1}^{X(t_m)} z(\tau_i) f_Z(z) f_X(x) dz dx \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=1}^{X(t_m)} \left[\int_{-\infty}^{\infty} z(\tau_i) f_Z(z) dz \right] f_X(x) dx \\
 &= E(Z) = \frac{a}{2}
 \end{aligned}$$

$$E(W(t_m)) = \frac{a}{2} \int_{-\infty}^{\infty} x f_X(x) dx = \frac{a}{2} E(X) = N \frac{a}{2}$$

Bestimmung von $E(W(t_m)^2)$ zur Berechnung der Varianz:

$$\begin{aligned}
 E(W(t_m)^2) &= E\left(\sum_{i=1}^{X(t_m)} \sum_{j=1}^{X(t_m)} Z(\tau_i) Z(\tau_j)\right) \\
 &= E\left(\sum_{i=1}^{X(t_m)} Z^2(\tau_i)\right) + E\left(\sum_{i=1}^{X(t_m)} \sum_{\substack{j=1 \\ i \neq j}}^{X(t_m)} Z(\tau_i) Z(\tau_j)\right) \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=1}^{X(t_m)} z^2(\tau_i) f_Z(z) dz f_X(x) dx + \\
 &\quad + \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=1}^{X(t_m)} \sum_{\substack{j=1 \\ i \neq j}}^{X(t_m)} z(\tau_i) f_Z(z) dz z(\tau_j) f_Z(z) dz f_X(x) dx \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=1}^{X(t_m)} E(Z^2(\tau_i)) f_X(x) dx + \\
 &\quad + \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=1}^{X(t_m)} \sum_{\substack{j=1 \\ i \neq j}}^{X(t_m)} E(Z(\tau_i)) E(Z(\tau_j)) f_X(x) dx \\
 &= \frac{1}{3} a^2 \int_{-\infty}^{\infty} x(t_m) f_X(x) dx + \frac{1}{4} a^2 \int_{-\infty}^{\infty} (x^2(t_m) - x(t_m)) f_X(x) dx \\
 &= N \frac{a^2}{3} + \frac{a^2}{4} (N^2 + N - N) = N \frac{a^2}{3} + N^2 \frac{a^2}{4}
 \end{aligned}$$

Berechnung der Varianz des Überlagerungsprozesses:

$$\begin{aligned}\text{Var}(W(t_m)) &= E(W(t_m)^2) - (E(W(t_m)))^2 \\ &= N \frac{a^2}{3} + N^2 \frac{a^2}{4} - N^2 \frac{a^2}{4} = N \frac{a^2}{3}\end{aligned}$$

Aus dem Erwartungswert und der Varianz des Überlagerungsprozesses ergibt sich das Signal- / Rauschverhältnis:

$$\left(\frac{S}{R}\right)_W = \frac{E(W(t_m))}{\sqrt{\text{Var}(W(t_m))}}$$

$$\left(\frac{S}{R}\right)_W = \frac{N \frac{a}{2}}{\sqrt{N \frac{a^2}{3}}} = \sqrt{\frac{3}{4}} \sqrt{N}$$

Diese Arbeit entstand am Lehrstuhl von Herrn Professor Dr.-Ing. J. W. Klein, dem ich für die Anregung und Unterstützung herzlich danke. Herrn Professor Dr.-Ing. B. Schiek danke ich für die Übernahme des Korreferats und das damit bekundete Interesse an meiner Arbeit.

Die mechanischen Arbeiten zur Anfertigung des Detektors wurden in der Mechanischen Werkstatt von Herrn Ziaja und in großem Umfang von Herrn H. Schmidt durchgeführt. Bei den statistischen Berechnungen unterstützte mich Herr Dipl.-Ing. Norbert Härle. Die Fotos wurden von Frau Linke aufgenommen, meine Arbeitskollegen halfen mir durch nützliche Ratschläge. Ihnen allen ein herzliches Dankeschön.

Ein besonderer Dank gilt meinem Freund und Kollegen Dr.-Ing. Gerd Nowack für seine unermüdliche Bereitschaft zu persönlichen Gesprächen und wissenschaftlichen Diskussionen. Er war mir insbesondere bei der Überarbeitung des Textes eine große Hilfe.

Meine Familie hat auf viele gemeinsame Stunden an Feierabenden und Wochenenden verzichtet, die ich für die Schreibarbeiten benötigte. Ohne ihre Geduld und ihr Verständnis wäre die Fertigstellung der Arbeit nicht möglich gewesen.

Wulfen, im Dezember 1987

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Geburt: am 10.2.1955 in Oer-Erkenschwick
Eltern: Alfons Janca und Ehefrau Margret, geborene Schmidt
Geschwister: Dorit Brenk und Roland Janca
Familienstand: verheiratet seit dem 30.4.1981
Ehefrau: Petra Janca, geb. Wiechen
Kinder: Töchter Annika und Mareike

Schulbildung:

Grundschule: Westerbachschule in Oer-Erkenschwick vom April 1962 bis April 1966
Gymnasium: Städtisches neusprachliches Gymnasium für Jungen und Mädchen in Datteln. Abschluß der Schulausbildung am 10.7.1974 mit dem Zeugnis der Reife.

Wehrdienst: vom 28.6.1974 bis 30.6.1976 Soldat auf Zeit bei der Bundeswehr

Studium: ab Oktober 1976 Studium der Elektrotechnik an der Ruhr-Universität Bochum. Industriepraktikum in den Semesterferien. Abschluß des Studiums am 30.8.1982 mit dem Grad "Diplom-Ingenieur".

Beruf: seit dem 1.9.1982 Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Ruhr-Universität Bochum am Institut für Elektronik, Bereich Elektronische Schaltungs- und Meßtechnik

